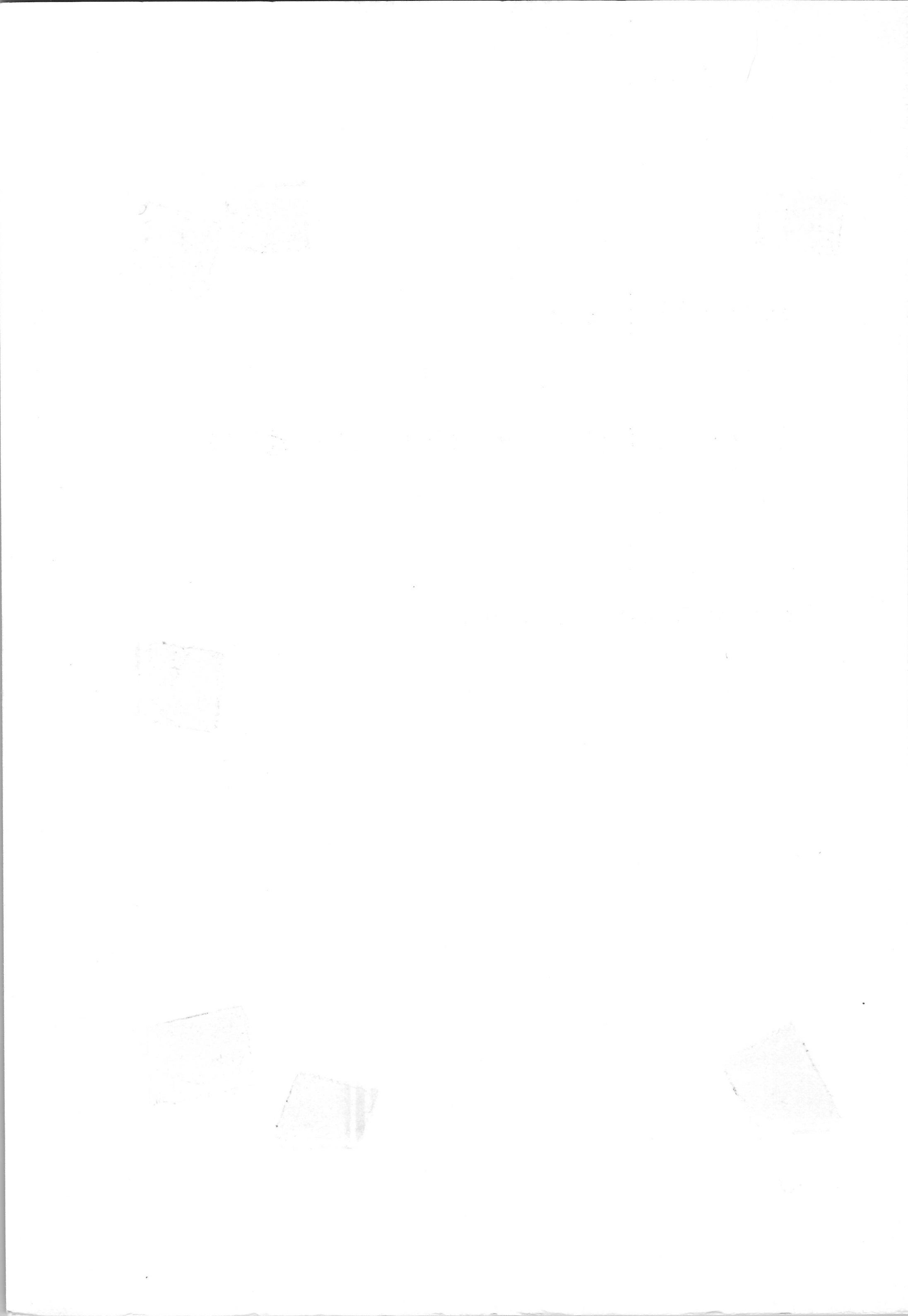
DAS
FACHWISSEN
DES
INGENIEURS

Franz Mittelstaedt

Elementarbuch der Kerntechnik

Mit 164 Bildern und 14 Tabellen

CARL HANSER
VERLAG
MÜNCHEN



DAS FACHWISSEN DES INGENIEURS

Franz Mittelstaedt

Elementarbuch der Kerntechnik

Mit 164 Bildern und 14 Tabellen



CARL HANSER VERLAG MÜNCHEN 1968

Oberbaurat Franz Mittelstaedt ist Leiter
des Instituts für Kerntechnik und Dozent
der Staatlichen Ingenieurschule Ulm

Satz und Druck: W. F. Mayr Miesbach
Printed in Germany

Vorwort

Dieses Elementarbuch will dem Praktiker eine Einführung und ein Leitfaden in ein Fachgebiet sein, das heute bereits einen beträchtlichen Umfang angenommen hat und dessen Ausweitung zur Zeit nicht abzusehen ist. Es will auch künftigen Strahlenschutzbeauftragten in möglichst einfacher Form die erforderlichen speziellen Grundkenntnisse vermitteln.
Als Lehrbuch ist es nach pädagogischen Gesichtspunkten aufgebaut und speziell für den Ingenieur-Studenten geschrieben. Es dient damit der Ausbildung auf kerntechnischem Gebiet sowohl während des Studiums, wie auch während Sonderkursen. Daher wurden auch die „*Euratom-Richtlinien*"[1]) herangezogen und für den Teil der nuklearen Ausbildung an umschlossenen Strahlern berücksichtigt. Untersuchungen ergaben, daß die verschiedenen zur Kerntechnik gezählten Gebiete mit sehr unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit die Praxis der meisten Ingenieure berühren. *Kerntechnische und spektrometrische Verfahren* begegnen einem viel größeren Kreis von Ingenieuren als die spezielle Reaktortechnik, ganz zu schweigen von der Arbeit an reinen Forschungsgeräten, wie den Teilchenbeschleunigern.
Bewußt wurden daher bestimmte Kapitel ausgewählt. Innerhalb dieser Kapitel mußte wiederum eine Stoffauslese vorgenommen werden zu Gunsten der Übersichtlichkeit und Klarheit.
Diese Forderungen sind auch der Anlaß gewesen, manche komplizierteren Zusammenhänge vereinfacht darzustellen und soweit als irgend möglich von theoretischen und mathematischen Ableitungen hier Abstand zu nehmen. Neuere physikalische Ergebnisse, wie z. B. in der Elementarteilchen-Forschung werden nur soweit herangezogen, wie sie für technische Bedürfnisse derzeit in ihren Anwendungen und Folgerungen von Belang sind. Wer hier tiefer in die Materie eindringen will, wird im Literaturverzeichnis die für ihn geeigneten Werke und Kompendien finden.
Am Schluß dieses Buches gibt eine *geraffte Zusammenfassung* der wichtigsten kernphysikalischen Gegebenheiten die Möglichkeit einer raschen Wiederholung, bzw. Information. Der Einführung in die Besonderheiten der praktischen Laborarbeit unseres Fachgebietes dient ein im gleichen Verlag erschienenes „Kerntechnisches Laborbuch".
Der Verfasser hofft, gestützt auf langjährige Vorlesungserfahrungen, gerade durch die oben dargestellte Zielsetzung vielen dienen zu können, die sich in das Fachgebiet Kerntechnik einarbeiten wollen.
Die Durchsicht dieses Buches besorgte in dankenswerter Weise Fräulein Luise Felten.

Ulm, im Herbst 1968 *Mittelstaedt*

1 „Angleichung der nuklearen Ausbildung auf technischem Niveau." Bericht EUR 480. d – Grundprogramm.

Inhalt

Abkürzungen und Formelzeichen

A	Massenzahl (Zahl der Nukleonen im Atomkern)
A_r	relative Atommasse (früher „Atomgewicht“)
a	Aktivität
a	Zeiteinheit: Jahre
b	Massenbelegung, Flächendichte
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
Cb	Coulomb, Amperesekunde
Ci	Curie (Aktivitätseinheit)
D	Dosis
D_e	Dosisäquivalent
$\dot{D}$	Dosisleistung
d	Zeiteinheit: Tage
d_e	1/e – Schicht in cm
d_e^*	1/e – Schicht in $g \cdot cm^{-2}$
d_H	Halbwertsschicht, Halbwertsdicke (mit Stern in Massenbelegungseinheiten)
d_h	Hundertstelwert-Schicht (mit Stern in Massenbelegungseinheiten)
d_z	Zehntelwert-Schicht (mit Stern in Massenbelegungseinheiten)
e	elektrische Elementarladung
e	Elektron (e^+ Positron, e^- Negatron)
e	Basis der Exponentialfunktion (e = 2,71828...)
E	Energie
E	elektrische Feldstärke
h	Plancksches Wirkungsquantum
h	Zeiteinheit: Stunden
I	elektrische Stromstärke
I	Impulsrate, auch Intensität
Ipm	Impulse pro Minute
Ips	Impulse pro Sekunde
J	Energieeinheit: Joule
k	Neutronen-Vermehrungsfaktor, Multiplikationsfaktor
L	Loschmidtsche Zahl (Avogadrokonstante)
m	Milli- (vor einer Maßeinheit: 10^{-3} dieser Einheit)
m	Masse
min	Zeiteinheit: Minuten
N	Impulszahl
n	Neutron
p	Proton
Q	Qualitätsfaktor
Q	elektrische Ladung
Q	Quellstärke
R	Röntgen (Dosiseinheit)
R	Reichweite in cm
R^*	Reichweite in Massenbelegungseinheiten
R_m	mittlere Reichweite
R_{max}	maximale Reichweite
rad	Dosiseinheit
rem	Dosiseinheit
s	Zeiteinheit: Sekunden

sec	Zeiteinheit: Sekunden
$	Dollar (Reaktivität infolge verzögerter Neutronen)
t	Zeit
T_{H}	Halbwertszeit
T_{e}	Reaktorperiode
T_2	Verdopplungszeit
U	elektrische Spannung
u	atomare Masseneinheit
v	Geschwindigkeit
Z	Ordnungszahl (Zahl der Protonen im Atomkern)
Zpm	Zerfälle pro Minute
Zps	Zerfälle pro Sekunde
δk	Reaktivität ($\delta k = k - 1$)
Δm	Massendefekt
δm	relativistischer Massenzuwachs
ε_0	absolute Dielektrizitätskonstante, elektrische Feldkonstante
λ	Wellenlänge
λ	Zerfallskonstante
μ	Mikro- (vor einer Maßeinheit: 10^{-6} dieser Einheit)
μ	Absorptionskoeffizient in cm^{-1}
μ^*	Massenschwächungskoeffizient in $\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{g}}$
ν	Frequenz
ν	Neutrino
$\bar{\nu}$	Antineutrino
ϱ	Dichte
ϱ	relative Reaktivität ($\varrho = \frac{k-1}{k}$)
Φ	Teilchenfluß
σ	statistischer Fehler
σ	atomarer Wirkungsquerschnitt
Σ	makroskopischer Wirkungsquerschnitt
τ	bestimmter Zeitbegriff, z. B. Auflösungszeit, auch „mittlere Lebensdauer“

Begriffe:

Detektor = Nachweisgerät

Nukleon = Kernteilchen

Nuklid = Atom, dessen Kern eine bestimmte Anzahl Protonen und Neutronen hat, bzw. Masse aus derart definierten gleichartigen Atomen

Ratemeter (englisch) = Zählratenmesser

Standardpräparat = radioaktives Präparat genau definierter Strahlenenergie und -intensität

Target = Zielnuklid

(Weitere Begriffserläuterungen findet man durch das Sachwortverzeichnis am Schluß des Buches.)

1. Physikalische Grundlagen

Die Kenntnisse allgemeiner physikalischer Zusammenhänge und Gesetzmäßigkeiten, soweit sie etwa in der Oberstufe naturwissenschaftlicher Gymnasien oder in den ersten drei Semestern der Ingenieurakademien behandelt werden, werden in diesem Buch vorausgesetzt. Wenn trotzdem in diesem Kapitel einige dieser Zusammenhänge und Gesetze stichwortartig angeführt werden, so soll damit nur die besondere Bedeutung dieser Teile physikalischen Grundwissens für unser Fachgebiet hervorgehoben werden, ohne auch nur entfernt eine Vollständigkeit zu erstreben.

1.1. Maßsysteme und Einheiten

Zu Grunde gelegt wird in der Kerntechnik stets das *absolute Maßsystem* und zwar meist das *cgs-System* mit der Längeneinheit Zentimeter, 1 cm, der Masseneinheit Gramm, 1 g, der Zeiteinheit Sekunde, 1 s (gelegentlich auch durch 1 sec abgekürzt).
In diesem Maßsystem ist die Krafteinheit Dyn, 1 dyn,

$$1\ \text{dyn} = 1\ \text{g} \cdot 1\ \text{cm} \cdot \text{sec}^{-2} = 10^{-5}\ \text{N (Newton)}$$

und die Energieeinheit Erg, 1 erg,

$$1\ \text{erg} = 1\ \text{dyn} \cdot 1\ \text{cm} = 10^{-7}\ \text{J (Joule)},$$

wobei die letztgenannte Energieeinheit Joule je nach ihrer Herkunft auch als Newtonmeter (N · m), Wattsekunde (W · sec) oder Voltcoulomb (V · Cb) bezeichnet wird: $1\ \text{J} \equiv 1\ \text{N} \cdot \text{m} \equiv 1\ \text{W} \cdot \text{sec} \equiv 1\ \text{V} \cdot \text{Cb}$.
Man kennt außer der elektrischen Ladungseinheit Coulomb oder Amperesekunde ($1\ \text{Cb} \equiv 1\ \text{A} \cdot \text{sec}$) auch die „*elektrostatische Ladungseinheit*", 1 esLE,

$$1\ \text{esLE} \equiv 3{,}336 \cdot 10^{-10}\ \text{A} \cdot \text{sec}, \quad \text{bzw.} \quad 1\ \text{A} \cdot \text{sec} \approx 3 \cdot 10^{9}\ \text{esLE}.$$

(Diese elektrostatische Ladungseinheit ergibt sich im cgs-System aus dem Coulombschen Gesetz.)

Da die elektrische Elementarladung oder die atomare Ladungseinheit $1\ e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Cb ist, folgt aus der Beziehung „Energie gleich Leistung mal Zeit" $(E = U \cdot I \cdot t)$ die in unserem Fachgebiet am häufigsten verwendete *Energieeinheit* ***Elektronenvolt*****, 1 eV = 1,602 · 10⁻¹⁹ V · Cb.** Dabei gelten folgende Umrechnungsbeziehungen:
$1\ \text{eV} = 1{,}602 \cdot 10^{-12}\ \text{erg} = 1{,}602 \cdot 10^{-19}\ \text{W} \cdot \text{sec} = 3{,}83 \cdot 10^{-20}\ \text{cal}$
und $1\ \text{J} \equiv 1\ \text{V} \cdot \text{A} \cdot \text{sec} = 6{,}24 \cdot 10^{-18}\ \text{eV}$.
Häufig werden die größeren Maße

Kilo-Elektronenvolt, $1\ \text{keV} \equiv 10^{3}\ \text{eV}$,
Mega-Elektronenvolt, $1\ \text{MeV} \equiv 10^{6}\ \text{eV}$

verwendet.

Schließlich sei noch auf die *atomare Masseneinheit* hingewiesen. Sie wird 1 u genannt und hat den Wert von $\frac{1}{12}$ der Masse des Kohlenstoffatoms C-12.

$$\mathbf{1\ u = 1{,}66028 \cdot 10^{-24}\ g.}$$

Gibt man die Masse eines Atoms in dieser Einheit an, so nennt man diesen Wert die *relative Atommasse* A_r des betreffenden Atoms. (Dieser Begriff ersetzt den in

älterer Literatur oft noch gebrauchten Ausdruck „Atomgewicht".) Die Anzahl der Atome je Mol wird hier die *Loschmidtsche Zahl L* genannt:

$$L \equiv 6{,}023 \cdot 10^{23} \text{ je Mol.}$$

(Diese Zahl heißt auch „*Avogadrokonstante*".)

1.2. Physikalische Zusammenhänge und Gesetzmäßigkeiten

Aus dem gesamten Gebiet der Physik, das grundlegend ist für das Verständnis der Kerntechnik, seien an dieser Stelle nur fünf gesetzmäßige Zusammenhänge besonders hervorgehoben und in Erinnerung gebracht:

a) Das *Coulombsche Gesetz* gibt die Kraft K zwischen zwei punktförmigen elektrischen Ladungen Q mit dem Abstand r an und lautet im allgemeinen Fall:

$$K = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r^2}$$

mit $\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}\,\text{Cb} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1} = 8{,}854\,\text{pF} \cdot \text{m}^{-1}$.

b) Die *Plancksche Gleichung* gibt die Beziehung zwischen Energie E und Frequenz ν einer elektromagnetischen Strahlung

$$E = h \cdot \nu = \frac{h \cdot c}{\lambda}$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum $h = 6{,}625 \cdot 10^{-34}\,\text{W} \cdot \text{sec}^2$ und der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum $c = 2{,}998 \cdot 10^8\,\text{m} \cdot \text{sec}^{-1}$. Diese Gleichung besagt, daß Energie nur in kleinsten Beträgen aufgenommen und abgegeben werden kann. Dieser kleinste Betrag einer gestrahlten Energie ist ein *Photon* oder ein Lichtquant, auch γ-Quant (hier auch oft kurz *Quant* genannt).

c) Die *Einsteinsche Gleichung* drückt die Äquivalenz von Masse und Energie aus:

$$E = m \cdot c^2 .$$

Danach läßt sich z. B. errechnen, daß 1 u $\triangleq$ 931,4 MeV entspricht (vgl. Gleichung 40).

d) Es ergibt sich weiterhin nach Einstein die *relativistische Massenzunahme* bei Massengeschwindigkeiten, die in die Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit c kommen. Die mit der Geschwindigkeit v bewegte Masse m errechnet sich aus der Ruhmasse m_0 durch

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} .$$

e) Als letzter der physikalischen Zusammenhänge sei in diesem Abschnitt der photoelektrische Effekt, kurz auch: der *Photoeffekt*, genannt: Ein Quant schlägt aus der Atomhülle ein Elektron heraus, das Atom wird ionisiert, das Quant hört auf zu existieren und gibt seine gesamte Energie E dem Elektron, ein Teil davon ist die Ionisierungsenergie (Ablösearbeit A') der Rest ist kinetische Energie des Elektrons:

$$E = h \cdot \nu = A' + E_k .$$

1.3. Atombau und periodisches System der Elemente

Jedes Atom besteht aus einem Kern, der fast die ganze Masse des Atoms enthält, sowie elektrisch positiv geladen ist, und um diesen Kern befindlichen Hüllen aus Elektronen, die sich auf bestimmten Bahnen schnell um den Kern bewegen. Die Summe der Ladungen dieser Elektronen entspricht der Ladung des Kerns. Die dem Kern nächste Elektronenhülle oder Schale heißt die *K-Schale*, die nächst weiteren werden mit den Buchstaben *L*, *M* usw. bezeichnet. Die Hüllen bestimmen die chemischen Eigenschaften des betreffenden Elements, seine Lichtabsorption und -emission (Spektrallinien): Die einzelnen Elektronenbahnen auf den Hüllen unterscheiden sich voneinander, auch entsprechen den einzelnen Elektronenbahnen bestimmte Energien, den äußeren höhere Energien als den inneren. Es gibt nicht beliebige Energiebeträge und auch nicht beliebige Bahnen, sondern stets nur ganz bestimmte, auf denen sich ein Elektron ohne Energieverlust bewegen kann. Nimmt ein Elektron Energie auf (z. B. durch *Absorption eines Lichtquants*), so wird es auf eine „höhere" Bahn gehoben. Durch Zurückfallen auf seine energieärmere Bahn wird diese Energie wieder als Quant abgestrahlt (*Lichtemission*). Für jedes Elektron gibt es einen ganz bestimmten Betrag zuzuführender Energie, der so groß ist, daß das Elektron sich völlig vom Kern entfernt und nicht mehr zurückkehrt. Da dann aus dem neutralen Atom durch das Fehlen einer negativen Elementarladung ein Ion geworden ist, heißt dieser Energiebetrag die *Ionisierungsenergie* des betreffenden Elektrons. Für das Wasserstoffelektron beträgt sie 13,6 eV $\approx 22 \cdot 10^{-19}$ W · sec.

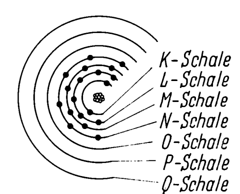


Bild 1. Schalenmodell des Atoms

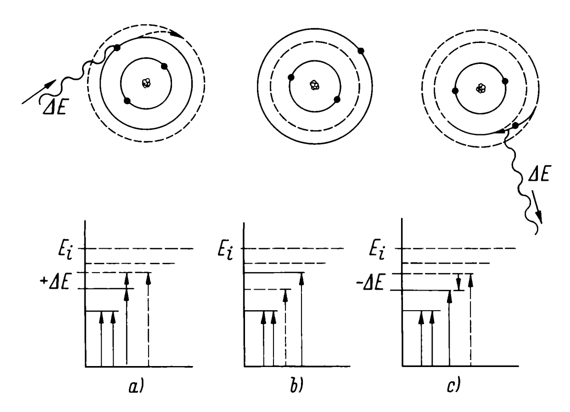


Bild 2. a) Lithiumatom mit Energieschema und einer Anregungsmöglichkeit
b) Angeregtes Lithiumatom
c) Übergang in den Grundzustand
E_i Ionisierungsenergie

Die Größenordnung der Atomdurchmesser liegt bei 10^{-8} cm, die der Kerndurchmesser bei 10^{-12} cm, so daß also der Atomkern nur etwa den zehntausendsten Teil des Atomdurchmessers hat. Dieser Kern besteht im allgemeinen aus zwei annähernd gleichen Mengen verschiedener Kernteilchen (*Nukleonen*), den einfach

positiv geladenen *Protonen* und den ungeladenen *Neutronen*. (Ausnahme: Der Wasserstoffkern besteht gewöhnlich nur aus einem Proton.) Jedes dieser Nukleonen für sich hat bereits etwa 1840mal soviel Masse wie ein Elektron, daher ist die Nukleonenzahl im Kern maßgebend für die Masse des ganzen Atoms. Die gesamte Nukleonenzahl eines Atomkerns wird auch seine *Massenzahl* A genannt. Die Zahl der Protonen im Kern ist gleich der *Ordnungszahl* Z (und beim neutralen Atom auch gleich der Anzahl der Hüllelektronen) des betreffenden Elements (Nuklids). Vgl. auch 13.3.
Im *periodischen System* der Elemente (s. 13.4.) sind diese nach ihren Ordnungszahlen, beginnend mit Wasserstoff ($Z = 1$) bis zum Uran mit $Z = 92$ und den Transuranen mit noch größeren Ordnungszahlen angeordnet. Die Perioden dieses Systems sind durch ähnliche chemische Eigenschaften untereinander stehender Elemente bestimmt. Da diese Eigenschaften wiederum durch die Elektronenkonfigurationen der Atomhüllen bedingt sind, besteht eine direkte Verknüpfung zwischen letzteren und den Perioden des Systems. Im Anfang des periodischen Systems wird das dadurch besonders deutlich, daß die K-Schale nur zwei Elektronen (die sogenannten K-Elektronen) aufnehmen kann, die L- und die M-Schale jeweils 8 Elektronen, wobei diese Zahlen zugleich den Längen der ersten Perioden

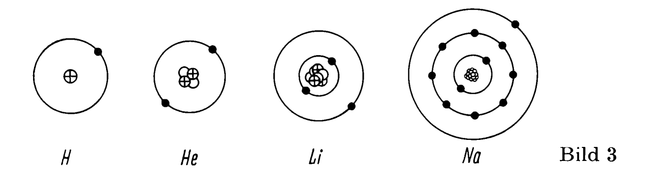


Bild 3

entsprechen. An Stelle der Ordnungszahl ist es meist üblich, ein Buchstabensymbol für das betreffende Element zu verwenden, so z. B. für Natrium, $Z = 11$, das chemische Zeichen Na, für Silber, $Z = 47$, das chemische Zeichen Ag. Diese beiden Bezeichnungen (Zahl und Buchstabensymbol) sind eindeutig einander zugeordnet, aber es ist nicht notwendig, daß alle Atome eines chemischen Elementes in ihrer Masse völlig übereinstimmen. Es gibt z. B. Silber ($Z = 47$) mit der Massenzahl 107 (auch Ag-107 geschrieben) und auch solches mit der Massenzahl 109 (Ag-109). Nachdem, was oben erklärt wurde, haben diese beiden Arten Silber zwar in ihren Kernen beide 47 Protonen, in dem einen Fall aber 60 Neutronen, im anderen Fall 62 Neutronen.
Haben zwei Elemente die gleiche Ordnungszahl, stimmen sie also chemisch miteinander überein, haben aber unterschiedliche Massen, so nennt man diese beiden Arten desselben Elementes zwei *Isotope*. Die meisten chemischen Elemente kommen in der Natur in feststehenden Mischungsverhältnissen bestimmter Isotope vor (vgl. 13.5.). Will man nicht nur die Elemente, sondern auch deren einzelne Isotope unterscheiden, so spricht man hier von *Nukliden*. In der Kerntechnik tritt daher neben die Darstellung der Elemente im periodischen System die sogenannte *Nuklidkarte*, bei der die einzelnen Nuklide in einem Koordinatensystem so aufgezeichnet sind, daß auf der Abszisse (x-Achse) die Neutronenzahlen, auf der Ordinate (y-Achse) die Protonenzahlen (Ordnungszahlen) aufgetragen sind (s. 13.6.).

Es ist üblich[1]), die Massenzahl A links oben vor dem chemischen Symbol des Elements **E** und die Ordnungszahl Z links unten anzugeben: ${}^{A}_{Z}\mathbf{E}$. Die beiden Silberisotope des obigen Beispiels werden also folgendermaßen geschrieben: ${}^{107}_{47}\mathrm{Ag}$ und ${}^{109}_{47}\mathrm{Ag}$. Da sich jedoch Ordnungszahl und chemisches Symbol stets entsprechen, wird häufig zu dem Buchstabensymbol nur die Massenzahl angegeben und diese dann mit oder ohne Bindestrich hinter das Buchstabenzeichen geschrieben, wie: Ag-107 und Ag-109. Isotope führen also das gleiche chemische Zeichen. Hierin wird nur bei den Wasserstoffisotopen eine Ausnahme gemacht. Der am häufigsten vorkommende Wasserstoffkern, der nur aus einem Proton (p) besteht, hat zwei isotope Kerne, das *Deuteron* (d), das aus einem Proton und einem Neutron besteht, und das *Triton* (t), das ein Proton und zwei Neutronen hat. Entsprechend spricht man vom „schweren Wasserstoff" oder *Deuterium* (D-2) und vom „überschweren Wasserstoff" oder *Tritium* (T-3).

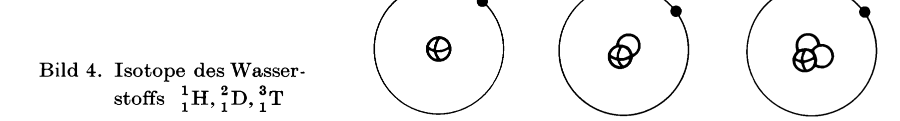


Bild 4. Isotope des Wasserstoffs ${}^{1}_{1}\mathrm{H}, {}^{2}_{1}\mathrm{D}, {}^{3}_{1}\mathrm{T}$

Dieser Abschnitt soll nicht ohne einen bildmäßigen Vergleich der Größenverhältnisse des einfachsten Atoms, des Wasserstoffatoms, abgeschlossen werden. Das Bild soll zu der Einsicht beitragen, daß es nicht damit geschehen ist, sich die hier erwähnten Elementarteilchen etwa nur als kleine Massenkugeln vorzustellen, sondern daß auch in unserer Vorstellung zu diesen Teilchen stets ihre jeweiligen Impulse und Energien, sowie die Kraftfelder ihrer Massen und die elektrischen Felder ihrer Ladungen gehören! Die Hülle des Wasserstoffatoms besteht aus nur einem einzigen bewegten Elektron. Denkt man sich nun den Kern, das Proton, als Kugel von 1 m Durchmesser, so müßte die Hülle des H-Atoms 10 km Durchmesser haben. Diese Hülle oder Wand des Atoms würde von einem schnell bewegten Teilchen gebildet werden, das bei entsprechender Massenkonzentration nur etwa 8 cm Durchmesser hätte.

1.4. **Kernkräfte**

Zwischen den Nukleonen herrschen verschiedene Kräfte. Zunächst sind es die sogenannten *Kernbindungskräfte*. Man versteht darunter anziehende Kräfte, ähnlich der Newtonschen Massenanziehungskraft. Während aber das Newtonsche Attraktionsgesetz die Größe der Kraft umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes angibt, spielt hier offenbar der Abstand der betreffenden Elementarteilchen eine weit stärkere Rolle: Die Kernbindungskräfte sind bei den hier vorhandenen geringen Entfernungen (Kerndurchmesser $= 10^{-12}$ cm) unwahrscheinlich groß, lassen aber mit zunehmender Entfernung dann sehr stark nach. Die Kernbindungskräfte sind also innerhalb des Kerndurchmessers unvergleichlich viel stärker als außerhalb.

1 Nach DIN 1338.

Als weitere Kräfte wirken zwischen geladenen Teilchen die *Coulombschen Kräfte*. Sie treiben die gleichnamig geladenen Protonen eines Kernes auseinander, wirken also den Kernbindungskräften entgegen. Da auch diese hier abstoßenden Kräfte bei geringer werdenden Abständen stark anwachsen, folgt, daß Kerne, die nur aus Protonen bestehen, undenkbar sind und daß die Neutronen innerhalb eines Kernes durch Vergrößerung der bindenden Kräfte praktisch die Funktion eines „Kernkitts" übernehmen.
Es ist nicht zu erwarten, daß Neutronen und Protonen im Kern sich etwa in Ruhe befinden und eine festgelegte geometrische Position zueinander haben, sondern daß sich vielmehr diese Position zueinander in dauernder Änderung befindet. Bereits derart einfache Überlegungen ergeben, daß mit größerer Protonenzahl die Anzahl der benötigten Neutronen im Kern immer stärker anwachsen muß, daß aber trotzdem die Beständigkeit eines Kernes mit zunehmender Ordnungszahl immer geringer wird und schließlich ganz aufhört. Tatsächlich stellt man fest, daß das Zahlenverhältnis der Protonen und Neutronen im Kern bei den leichteren Kernen bis zur Ordnungszahl 20 (Ca) etwa 1:1 ist, während von da ab die Zahl der Neutronen stärker zunimmt, so daß schließlich beim Uran dieses Verhältnis etwa 1:1,6 beträgt (vgl. Abweichung der Nuklide von der 45°-Linie in 13.6.). Ähnlich der obigen Überlegung findet man auch, daß – abgesehen von einigen leichteren Kernen – von der Ordnungszahl 83 (Bi) ab die Kerne nicht mehr stabil sind und unter Kernumwandlung, bzw. Aussendung gewisser Teilchen zerfallen. Da hierbei Teilchen oder auch Energien vom Kern abgestrahlt werden, nennt man diesen Vorgang die natürliche Radioaktivität.

1.5. Teilchen und Wellen, Materie und Energie

Es wurde bereits im Abschnitt 1.3. an dem Beispiel über die Größenverhältnisse im Wasserstoffatom darauf hingewiesen, daß man mit der bloßen Vorstellung der Elementarteilchen als kleinen Massenkugeln nicht auskommt und daß man sie nur zusammen mit ihren Feldern und Energien begreifen kann. Trotzdem zeichnen wir in den Darstellungen dieses Buches diese Teilchen wie kleine Massekugeln. Es kann nicht deutlich genug darauf hingewiesen werden, daß es sich dabei stets nur um Modelldarstellungen handelt, die uns eine gewisse Vorstellungs- und Denkhilfe geben sollen, im übrigen aber weder bezüglich der Form, noch der Größenverhältnisse oder der Vollständigkeit irgendwelchen Gültigkeitsanspruch erheben! Es liegt einfach in der Natur der Elementarteilchen, wie auch ihrer Kräfte und Beziehungen untereinander, daß sie nicht anschaulich sind und daß alle unsere Vorstellungsmodelle immer nur eine Eigenschaft erfassen können, aber niemals alle. Wir müssen die Elementarteilchen stets als Energiezentren ansehen. Experimentelle und theoretische Ergebnisse zeigen uns, daß sie, die ja im allgemeinen nicht in Ruhe gedacht werden dürfen, außer ihren Teilcheneigenschaften, wie Ausmaß, Masse, Drehmoment usw. bei ihrer Geschwindigkeit auch einen Wellencharakter haben, der sich z. B. in Interferenzerscheinungen verdeutlicht. Andererseits haben auch gestrahlte Energien in Form elektromagnetischer Wellen sehr hoher Frequenz gewisse Teilcheneigenschaften, so daß man von Lichtquanten, von Energiequanten sprechen kann wie von schnell bewegten Teilchen. Trotz der Unanschaulichkeit der Elementarteilchen und ihrer Beziehungen lassen sich letztere doch durch die Formeln der Quantenphysik und der Relativitätstheorie beschreiben.

Aus der Planckschen Beziehung $E = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda}$

und der Einsteinschen Formel $E = m \cdot c^2$
folgen die Begriffe

Photonenmasse $\quad m = \frac{h \cdot \nu}{c^2} = \frac{h}{c \cdot \lambda}$

und ***Photonenimpuls*** $\quad m \cdot c = \frac{h \cdot \nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$.

Umgekehrt angewendet wurden diese Formeln von de Broglie und führten dazu, einer schnell bewegten Materie den zugehörigen Begriff ihrer Welle, der sogenannten Materiewelle zuzuordnen.

Aus dem Impuls $m \cdot v = \frac{h \cdot v}{v} = \frac{h}{\lambda}$

erhält man die

Materiewellenlänge (de Broglie-Wellenlänge) $\quad \lambda = \frac{h}{m \cdot v}$.

Diese Wellenlänge schnell bewegter Materie ist also der Masse umgekehrt proportional und liegt daher nur für Teilchen von höchstens etwa atomarer Größe in meßbarem Bereich. So haben danach Wasserstoffmoleküle bei thermischer Geschwindigkeit eine im Röntgenbereich liegende Wellenlänge von 10^{-10} m. Dagegen hätte die Masse 1 g, wenn sie sich mit 100 m/sec bewegt, eine Wellenlänge von ungefähr $7 \cdot 10^{-33}$ m, die also weit unterhalb jeder nachweisbaren Größenordnung liegt.
Daß dies dennoch nicht leere Spekulationen sind, wurde experimentell und theoretisch bewiesen. Experimentell z. B. dadurch, daß Teilchenstrahlungen Interferenzen zeigen, wie sie auch von Röntgenstrahlen z. B. in den Laue-Diagrammen bekannt sind; theoretisch etwa an dem Beispiel der sogenannten erlaubten Elektronenbahnen: Es war früher (vgl. 1.3.) bereits dargelegt, daß auf den verschiedenen Atomschalen nur ganz bestimmte Elektronenbahnen möglich sind, auf denen die Elektronen ohne Energieabgabe laufen können. Es zeigt sich nun, daß diese Bahnlängen ein ganzzahliges Vielfaches der Materie-Wellenlänge dieser Elektronen sein müssen (Bild 5).

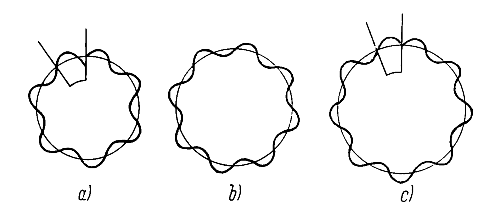


Bild 5. Wellenmodell der Elektronenbahn (nur Bahn b ist möglich)

Zweck all dieser Überlegungen ist es, unsere Vorstellungen von den Atomkernen, den Elementarteilchen und den Energiequanten zu vervollständigen und uns dabei von dem nur Anschaulichen so weit wie möglich frei zu machen. Hierzu gehört nun auch die bereits früher erwähnte Relativität der Masse, d. h. die Ab-

hängigkeit der Größe einer Masse von ihrer Geschwindigkeit. Bezeichnet man die ruhende Masse oder auch Ruhmasse mit m_0 und die mit der Geschwindigkeit v bewegte Masse mit m, so drückt die Einsteinsche Formel

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

aus, wie diese Masse sich infolge der Geschwindigkeit vergrößert. Es soll nun mit

$$\delta m = m - m_0$$

die *relativistische Massenänderung* bezeichnet werden.
Aus der Einsteinschen Formel folgt für $v \to c$, daß $m \to \infty$ oder $m_0 \to 0$ gehen muß, also daß eine gegebene Masse niemals Lichtgeschwindigkeit erreichen kann und daß andererseits Teilchen mit der Ruhmasse Null stets Lichtgeschwindigkeit $(v = c)$ haben. Während also die Geschwindigkeit der Elementarteilchen begrenzt ist, ist es ihre Energie nicht:

$$E = m \cdot c^2 - m_0 \cdot c^2 \, .$$

Im folgenden soll an einem Beispiel untersucht werden, für welche Geschwindigkeiten die relativistische Massenänderung von Belang ist. Setzt man eine relativistische Massenänderung $\delta m = m - m_0$ bis etwa 2,5% von m_0 als vernachlässigbar an, also $\frac{\delta m}{m_0} \leqq 0{,}025$, so erhält man:

$$\frac{m}{m_0} - 1 \leqq 0{,}025$$

$$m \leqq 1{,}025 \cdot m_0$$

$$1{,}025 \geqq \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$1{,}0506 \geqq \frac{c^2}{c^2 - v^2}$$

$$v^2 \leqq 0{,}048 \cdot c^2$$

$$v \leqq 0{,}22 \cdot c$$

Das bedeutet, daß bei Geschwindigkeiten bis zu $0{,}22 \cdot c$ die relativistische Massenänderung nicht größer wird als 2,5% von m_0. (Bei Elektronenstrahlen entspricht diese Geschwindigkeit einer Energie von etwa 12,5 keV.) Entsprechend findet man $\delta m = 15{,}5\%$ von m_0 für $v = \frac{1}{2} \cdot c$, während bei $v = \frac{1}{20} \cdot c$ die relativistische Massenänderung nur etwa 0,1% von m_0 beträgt, also gewöhnlich vernachlässigbar ist.

2. Die natürliche Radioaktivität

2.1. Kernzerfall

2.1.1. *Instabile Kerne*

Aus den Überlegungen in Abschnitt 1.4. folgte, daß die Stabilität der Atomkerne nicht bei allen Kernen gleichmäßig groß ist. Man kennt bestimmte Atomkerne, die nicht unbegrenzt beständig sind, sondern sich unter Aussendung von Teilchen und Energien verändern. Dabei läßt sich nicht angeben, welcher Kern von einer Menge gleichartiger das als nächster tut, und auch nicht, wann das geschieht. Da diese Umwandlungen mit Ausstrahlungen verbunden sind, nennt man derart instabile Kerne *radioaktive Kerne*. Dazu gehören verschiedene sogenannte radioaktive Einzelgänger, wie z. B. die Nuklide T-3 (Tritium), K-40 (Kalium), Rb-87 (Rubidium) u. a., sowie die schweren Kerne ab Wismuth (Bi). Der Grad dieser Instabilität ist bei den einzelnen radioaktiven Nukliden sehr verschieden und läßt sich durch keinerlei Einwirkungen beeinflussen, weder durch Erwärmung oder Abkühlung, noch durch Druck oder chemische Behandlung oder andere Maßnahmen, die ja alle molekulare oder atomare Verhältnisse betreffen, d. h. höchstens auf die Atomhülle einen Einfluß haben, aber nicht auf den Kern[1]). Man kann lediglich eine Zeit angeben, in der die Hälfte der ursprünglich vorhandenen Kerne in der angegebenen Art sich umgesetzt hat (oder wie man auch sagt: zerfallen ist). Diese Zeit nennt man die ***Halbwertszeit*** T_H des betreffenden Nuklids. Die Halbwertszeiten der einzelnen strahlenden Nuklide sind sehr unterschiedlich und für das betreffende Nuklid typisch. Dazu einige Beispiele:

T_H (Po-210) = 138 d
T_H (Po-212) = $3 \cdot 10^{-7}$ sec
T_H (Rn-222) = 3,82 d
T_H (Ra-226) = 1622 a
T_H (Th-230) = $7{,}5 \cdot 10^{4}$ a
T_H (Th-232) = $1{,}4 \cdot 10^{4}$ a
T_H (Th-234) = 24,1 d
T_H (U-235) = $7{,}1 \cdot 10^{8}$ a
T_H (U-238) = $4{,}5 \cdot 10^{9}$ a
T_H (U-240) = 14,1 h

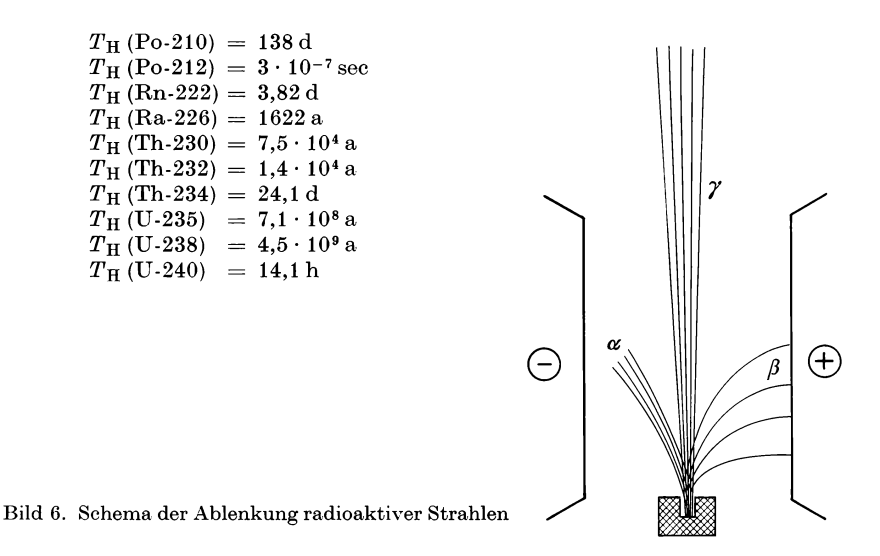


Bild 6. Schema der Ablenkung radioaktiver Strahlen

1 Da Kern und Hülle eines Atoms in Wechselwirkung zueinander stehen, müßte unter Umständen ein gewisser Einfluß chemischer Bindungen auch auf die Intensität einer Strahlung möglich sein. Er wurde auch nachgewiesen, jedoch ist er in der Größenordnung von Bruchteilen eines Promilles der Intensität und daher mit gewöhnlichen Mitteln nicht feststellbar.

Die von den Kernen ausgestoßenen Teilchen und Quanten werden radioaktive Strahlen genannt. Entdeckt wurden sie zuerst 1895 von *Becquerel* am Uran. Danach fanden *Marie* und *Pierre Curie* die wesentlich stärker strahlenden Elemente Radium und Polonium. Die *Curies* unterschieden bereits drei Strahlenarten, die sie α-, β- und γ-Strahlen nannten.

2.1.2. *α-, β- und γ-Strahlung*

Die *Grundeigenschaften dieser drei Strahlungen* lassen sich kurz folgendermaßen charakterisieren:

Die *Alpha-Strahlen* sind schnell bewegte Heliumkerne, haben also eine Massenzahl $A = 4$ und eine Ordnungszahl $Z = 2$, demnach auch zweifach positive Ladung. Sie können daher in einem elektrischen oder magnetischen Feld entsprechend abgelenkt werden. Ihre Geschwindigkeit hat eine Größenordnung von etwa einem zwanzigstel der Lichtgeschwindigkeit. Sie ist bei verschiedenen strahlenden Nukliden verschieden, aber typisch für das betreffende Nuklid. Die Energie der Alpha-Strahlen liegt zwischen 2 und 10 MeV. Sie haben eine sehr stark ionisierende Wirkung und bilden je Zentimeter Luftweg bis zu 50000 Ionenpaare. Da für die Bildung eines Ionenpaares in Luft etwa 34 eV benötigt werden, ist die Reichweite der Alphastrahlen gering und beträgt in Luft nur 3 bis 7 cm.

Die *Beta-Strahlen* sind Elektronenstrahlen sehr hoher Geschwindigkeiten. Diese können bis über 99% der Lichtgeschwindigkeit betragen. Wegen der einfach negativen Ladung der Elektronen werden Beta-Strahlen im elektrischen und magnetischen Feld abgelenkt (und zwar entgegengesetzt der Ablenkung der α-Strahlen). Ihre Energien reichen bis zu etwa 4 MeV. Je Zentimeter Luftweg bilden sie 50 bis 100 Ionen. Die Reichweite der Betastrahlen in Luft kann einige Meter betragen. Sie können bereits durch die Felder der Atomkerne, wie auch der Hüllelektronen abgelenkt werden und verlaufen daher auch in Luft über längere Strecken nicht geradlinig.

Die *Gamma-Strahlen* lassen sich nicht ablenken. Sie entsprechen harten Röntgenstrahlen, sind also als kurzwellige elektromagnetische Strahlung eine reine Energiestrahlung und haben Lichtgeschwindigkeit. Die Strahlung erfolgt in einzelnen Energiequanten, entsprechend den Lichtquanten auch *Photonen* oder hier besser *Gammaquanten* genannt. Ihre Energien liegen im keV- und im MeV-Bereich. Sie erreichen in Einzelfällen mehr als 3 MeV (bis etwa 7 MeV). Die einzelnen Energien sind typisch für die betreffenden strahlenden Nuklide.

Für die Wellenlänge ergibt sich aus $E_\gamma = h \cdot \nu$, wenn E_γ in MeV gegeben ist,

$$\lambda \frac{1{,}24 \cdot 10^{-12}}{E_\gamma} \text{ m.} \qquad (1)$$

Die Energieabgabe ist bei allen Kernstrahlungen weit größer als bei allen chemischen Prozessen. So strahlt 1 Gramm Radium in jeder Stunde 137 cal ab oder im Jahr 1,2 Millionen Kalorien, ohne daß in dieser Zeit ein merklicher Gewichtsverlust eintritt ($E = m \cdot c^2$)!

2.1.3. *Strahlenenergieformeln*

Aus den angegebenen Energie- und Geschwindigkeitsbereichen folgt, daß es (nach 1.5.) bei der *Energieberechnung von α-Strahlen* nicht erforderlich ist, die relativistische Massenänderung zu berücksichtigen. Man kommt hier noch mit der bekannten klassischen Formel für die kinetische Energie aus:

$$E_\alpha = \frac{m_\alpha}{2} \cdot v^2 \tag{2}$$

Bei der Beta-Strahlung spielt hingegen die relativistische Massenänderung eine ausschlaggebende Rolle. Daher muß auch die *Energieberechnung von β-Strahlen* relativistisch erfolgen:

$$E_\beta = m \cdot c^2 - m_0 \cdot c^2 = \delta m \cdot c^2 \tag{3}$$

(Es sei an dieser Stelle gezeigt, daß diese Formel für kleine Werte von v gegenüber c in die obige „klassische Formel“ übergeht:)

$$E = m \cdot c^2 - m_0 \cdot c^2 = m_0 \cdot c^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}} - 1 \right)$$

$$= m_0 \cdot c^2 \left(\left[1 - (\frac{v}{c})^2 \right]^{-\frac{1}{2}} - 1 \right)$$

$$= m_0 \cdot c^2 \left(\left[1 + \frac{1}{2} (\frac{v}{c})^2 - \frac{3}{8} (\frac{v}{c})^4 + - \cdots \right] - 1 \right)$$

Bei sehr kleinen Werten für $\frac{v}{c}$ können die höheren Potenzen vernachlässigt werden:

$$E \approx m_0 \cdot c^2 (1 + \frac{1}{2} (\frac{v}{c})^2 - 1) = \frac{m_0}{2} \cdot v^2.\ )$$

Die *Energie der Gammaquanten* wird durch die Gleichung von *Planck* erfaßt:

$$E_\gamma = h \cdot \nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} \tag{4}$$

und für die Umrechnung in das entsprechende Massenäquivalent durch die *Einsteinsche Formel*

$$E = m \cdot c^2\,. \tag{5}$$

2.1.4. *Umwandlungsgleichungen und Fajansche Verschiebungssätze*

Unter Verwendung der symbolischen Schreibweise mit Angabe von Massen- und Ordnungszahl (vgl. 1.3.) kann man den natürlichen Kernzerfall auch in Form einer *Umwandlungsgleichung* schreiben, z. B. bei α-Strahlern:

$${}^{226}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^{4}_{2}\alpha + {}^{222}_{86}\mathrm{Rn} \quad \text{oder kürzer:} \quad {}^{226}_{88}\mathrm{Ra} \xrightarrow{\alpha} {}^{222}_{86}\mathrm{Rn}$$

$${}^{210}_{84}\mathrm{Po} \rightarrow {}^{4}_{2}\alpha + {}^{206}_{82}\mathrm{Pb} \quad \text{oder kürzer:} \quad {}^{210}_{84}\mathrm{Po} \xrightarrow{\alpha} {}^{206}_{82}\mathrm{Pb}$$

Bei β-Strahlung sieht eine Gleichung beispielsweise folgendermaßen aus:

$${}^{210}_{83}\mathrm{Bi} \rightarrow {}^{0}_{-1}\mathrm{e} + {}^{210}_{84}\mathrm{Po} \quad \text{oder kürzer:} \quad {}^{210}_{83}\mathrm{Bi} \xrightarrow{\beta} {}^{210}_{84}\mathrm{Po}$$

$${}^{228}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^{0}_{-1}\mathrm{e} + {}^{228}_{89}\mathrm{Ac} \quad \text{oder kürzer:} \quad {}^{228}_{88}\mathrm{Ra} \xrightarrow{\beta} {}^{228}_{89}\mathrm{Ac}$$

Man sieht aus diesen und ähnlichen Gleichungen, daß die Ausstrahlungen einen bestimmten Einfluß auf die Ladung, d. h. die Ordnungszahl und bei α-Strahlung auch auf die Massenzahl haben. Zusammengefaßt wird das in den beiden *Verschiebungssätzen von Fajans:*

1. Bei Alpha-Strahlung wird die Massenzahl des Kernes um 4 kleiner und die Ordnungszahl um 2 kleiner.
2. Bei Beta-Strahlung ändert sich die Massenzahl nicht, die Ordnungszahl wird um 1 größer.

Der Name Verschiebungssatz rührt daher, daß der Kern sich ändert und man, um den neuen Kern zu finden, bei α-Strahlung den Platz im periodischen System um zwei nach links, bei β-Strahlung um eins nach rechts verschieben muß.
Da bei Gammastrahlung weder Masse, noch Ladung verlorengehen, gibt es hier keine Änderung von Massen- und Ordnungszahl.
Die kürzere Schreibweise gestattet es auch, mehrere Strahlungsprozesse, die aufeinander folgen, in einer Umwandlungsgleichung zu vereinen, wie z. B.

$$^{238}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow{3\alpha + 2\beta} {}^{226}_{88}\mathrm{Ra}\,.$$

Man prüfe daran die *Fajansschen* Verschiebungssätze!
Wie diese letzte Gleichung zeigt, ist Radium ein Folgeprodukt des Urans. Es kann also durchaus eintreten, daß die Kerne nach der Ausstrahlung noch nicht stabil sind, sondern daß die neu gebildeten Kerne selbst auch wieder strahlen. So kennt man verschiedene sogenannte *Zerfallsreihen* oder *Zerfallsfamilien.* Die obige Gleichung stammt aus der Uran-Radium-Reihe, die bei Uran beginnt und bei dem stabilen Blei endet. Die Zwischenprodukte sind Kerne ganz verschiedener Halbwertszeiten. Außer der Uran-Radium-Reihe (Anfangsglied U-238, Endglied Pb-206) kennt man die Uran-Aktinium-Reihe (Anfangsglied U-235, Endglied Pb-207), die Thorium-Reihe (Anfangsglied Th-232, Endglied Pb-208) und die Neptunium-Reihe (Anfangsglied Pu-241, Endglied Bi-209).

2.1.5. *Zerfallsschemata*

Es gibt Kerne, die sich in ihrer Nukleonenzusammensetzung völlig gleichen, aber doch verschiedene Lebensdauer haben. Derartige Kerne nennt man *isomere Kerne* desselben Nuklids. Ein isomerer Kern hat dabei meist eine wesentlich kürzere Halbwertszeit. Man nennt ihn dann *metastabil* und schreibt hinter seine Massenzahl ein m oder is, gelegentlich auch *.
Da bei Gamma-Strahlung stets nur ganz bestimmte Energien abgestrahlt werden, kann man diese Energieabstrahlung auch zeichnerisch darstellen. Man ordnet senkrecht übereinander die verschiedenen Energieniveaus an und bezeichnet deren Größe. Dann entspricht einer bestimmten abgestrahlten γ-Energie ein senkrecht von einem Niveau zum anderen zeigender Pfeil, wie z. B. (Bild 7):
Auch bei β-Strahlung, α-Strahlung u. a. wird der Kern energieärmer. Um aber hier die dabei stattfindende Ladungsänderung ebenfalls zu charakterisieren, denkt man sich die Kerne mit steigenden Ordnungszahlen von links nach rechts nebeneinander angeordnet. Dann wird in dem Zerfallsschema eine β-Strahlung durch einen schrägen Pfeil von links oben (Ausgangskern) nach rechts zu einem niederen Energieniveau angegeben (vgl. Bild 8). (Bei der später – in 4.6. – beschriebenen Positronenstrahlung zeigt dieser Pfeil von rechts nach links.)
Alpha-Strahlung wird in einem derartigen Zerfallsschema durch einen von rechts oben um zwei Einheiten nach links führenden Pfeil dargestellt (Bild 9).

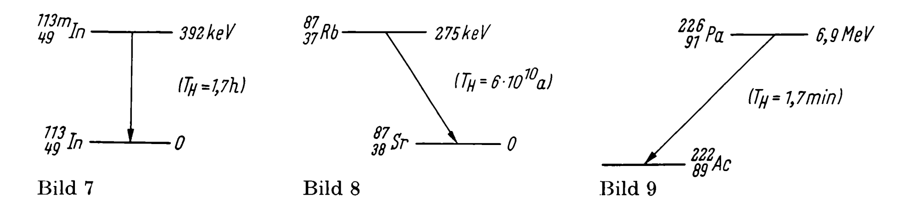


Bild 7 Bild 8 Bild 9

In einem derartigen Zerfallsschema läßt sich auch mehrfacher und aufeinanderfolgender Zerfall verhältnismäßig übersichtlich darstellen, wie z. B. in den Bildern 10, 11, 12.

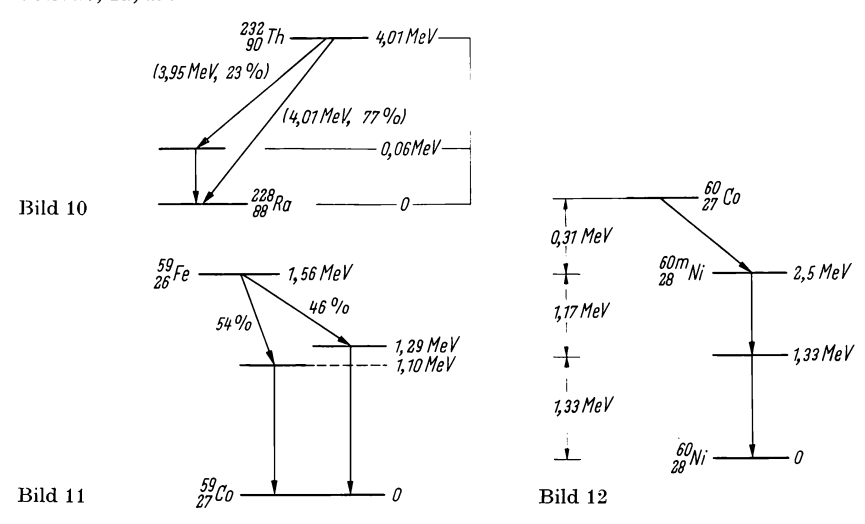


Bild 10

Bild 11

Bild 12

Mehrfache auseinander hervorgehende γ-Quanten nennt man auch eine γ-Kaskade (vgl. Bild 12).
Ein Zerfallsschema sagt nichts aus über die Richtung der Strahlen, so geht aus dem letzten Schema nicht hervor, daß die beiden auseinander folgenden γ-Quanten von 1,17 MeV und 1,33 MeV aus Gründen des Photonenimpulses in entgegengesetzte Richtungen abstrahlen.

2.2. Weitere Eigenschaften radioaktiver Strahlung

2.2.1. *Alpha-Strahlung*

Jedes α-strahlende Nuklid liefert α-Strahlen einer bestimmten charakteristischen mittleren Reichweite in Luft von Normaldruck. Die Alpha-Strahlen verlaufen dabei geradlinig. Sie werden höchstens kurz vor Ende ihrer Reichweite gelegentlich etwas gestreut. Um ihre Reichweite in Luft zu bestimmen, blendet man ein paralleles oder nur sehr schwach divergierendes Strahlenbündel so aus, daß in jedem gewählten Abstand alle ausgeblendeten Strahlen erfaßt werden. Man er-

hält dann eine zunächst für jede Entfernung innerhalb der Reichweite konstante Teilchenzahl in der gleichen Zeit. Ein Zählrohr mit angeschlossenem Zählgerät (vgl. 6.10.) gibt sie als sogenannte Impulsrate, z. B. Impulse pro Minute (abgekürzt: Ipm), wieder. Dieser Wert nimmt gegen Ende der Strahlenreichweite sehr schnell bis auf Null ab. Man nennt nun denjenigen Abstand vom strahlenden Nuklid *mittlere Reichweite* R_m, bei dem diese Impulsrate auf die Hälfte abgesunken ist (Bild 13).

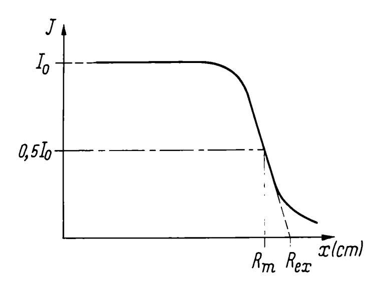


Bild 13. Reichweite R von α-Strahlen

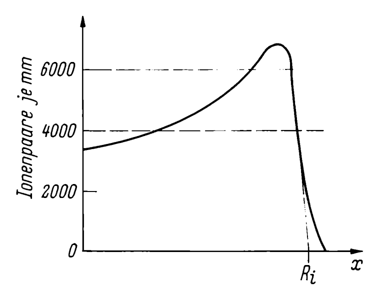
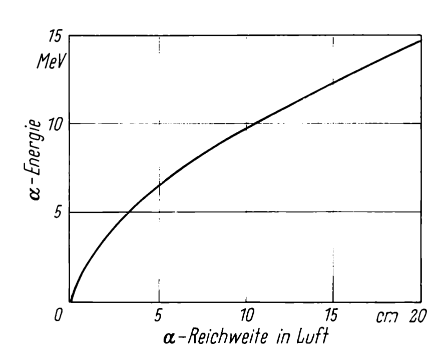


Bild 14. Ionenbildung in Luft durch α-Strahlen (Bragg-Kurve)

Außer der mittleren Reichweite kennt man hier den Begriff *extrapolierte Reichweite* R_{ex}, auch praktische Reichweite genannt. Diese ist durch den Schnittpunkt der steilsten Tangente (Wendetangente) an die Reichweitenkurve mit der Abszisse gegeben.
Mißt man statt der Impulsraten eines Zählrohres den von den Alpha-Strahlen erzeugten Ionisationsstrom je Millimeter Weglänge mit einer entsprechenden Ionisationskammer (vgl. 6.3.), so erhält man für die Zahl der je Millimeter Weglänge gebildeten Ionenpaare in Luft eine Kurve (die sogenannte „*Bragg-Kurve*"), die gegen Ende der Reichweite einen Höchstwert hat. Danach fällt auch diese Kurve steil ab. Verlängert man den fast geradlinig abfallenden Teil gerade weiter zur Abszisse, so kommt man dort zu einem Punkt R_i, der mit guter Annäherung der praktischen (extrapolierten) Reichweite entspricht (Bild 14).
Für die mittlere Reichweite von Alpha-Strahlen in Luft von Normaldruck und 15° C wurde empirisch das *Geigersche Reichweitengesetz* aufgestellt:



$$\mathbf{R_m(\alpha) = 0{,}325 \cdot \sqrt{E^3}} \tag{6}$$

(R in cm, E in MeV)

Bild 15. α-Energie und Reichweite

In anderen Stoffen ist die Reichweite je nach Massenzahl und Dichte verschieden, in festen Körpern sehr gering: Aluminiumfolie von 10 μm Dicke absorbiert bereits etwa die Hälfte aller α-Strahlen. Das ist von Bedeutung für die Umhüllung umschlossener Strahler. Als Faustregel gilt, daß α-Strahlen bereits von normalem Schreibpapier absorbiert werden. (Siehe auch 3.1.)

2.2.2. *Beta-Strahlung*

Jedes β-strahlende Nuklid sendet β-Strahlen verschiedenster Reichweiten aus. Die β-Strahlen eines Nuklids haben eine bestimmte für das Nuklid *charakteristische maximale Energie* E_{max}, es kommen aber stets alle unter E_{max} liegenden Energiewerte vor, man hat also ein *kontinuierliches Energiespektrum.* (Innerhalb dieses kontinuierlichen Spektrums treten gelegentlich auch gewisse Energielinien auf, die aber nicht primäre Kernstrahlungslinien sind, sondern auf Grund anderer Effekte sekundär von Hüllelektronen stammen.) Bei einem Energiespektrum trägt man zu jedem Energiewert die zugehörige Strahlungsintensität auf. Bei β-Strahlen erhält man dabei eine Kurve, deren Maximum gewöhnlich bei etwa einem Drittel der Maximalenergie liegt (Bild 16).

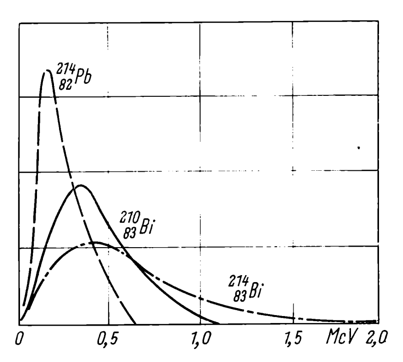


Bild 16. β-Energiespektren

Die β-Teilchen sind im Kern nicht vorhanden, sondern entstehen erst infolge einer Umwandlung eines Kern-Neutrons in ein Proton. Daraus folgt, daß *Kerne mit einem relativen Neutronenüberschuß Beta-Strahler sind.* Bei dieser Umwandlung eines Neutrons in ein Proton entsteht außer dem Betateilchen Energie, sowie ein ungeladenes Teilchen mit noch geringerer Masse als das Elektron. Es handelt sich dabei um das sogenannte Anti-Neutrino ($\bar{\nu}$), das einen Teil der Energie erhält, so daß die Betateilchen nur die stets verschiedene Rest-Energie haben. Neutrinos sind direkt nicht nachweisbar. Sie haben eine außerordentliche Durchdringungsfähigkeit und ein nur sehr geringes Ionisierungsvermögen. (In Luft bildet ein Neutrino erst auf durchschnittlich 500 km Weglänge ein einziges Ionenpaar!)

Die Entstehung der Beta-Strahlen läßt sich in folgender Umwandlungsgleichung darstellen:

$$\mathbf{n} \rightarrow \mathbf{p} + (\boldsymbol{E}) + \beta + \bar{\nu}$$

In den wenigen Fällen, in denen dem Anti-Neutrino keine Energie übertragen wird, erhält das Betateilchen seine für das strahlende Nuklid charakteristische Maximalenergie. Diese wird daher auch stets als die jeweilige Betaenergie angegeben (Tabelle Bild 17).

Bild 17. Häufig verwendete Beta-Strahler

Nuklid	T_H	E_{max} in MeV	d^*_H in mg/cm²
T-3	12,3 a	0,018	2
C-14	5730 a	0,156	2,7
P-32	14,3 d	1,71	100
S-35	87 d	0,167	3,1
Ca-45	165 d	0,256	5,8
Kr-85	10,7 a	0,67	25
Sr-90	28 a	0,54	16
Y-90	64,8 h	2,27	150
Pm-147	2,67 a	0,23	5
Tl-204	3,8 a	0,765	32

Die Energie der β-Strahlen läßt sich z. B. durch die magnetische Ablenkung der gestrahlten Elektronen im Vakuum bestimmen. Einfacher bestimmt man die β-Energie aus der Reichweite der β-Strahlen in einem Medium, wie z. B. in Aluminium:

Man mißt die Intensität I einer β-Strahlung, die durch Aluminiumfolien mit zunehmender Dicke geht. Diese Intensität setzt man in Beziehung zu der Intensität I_0 der gleichen Beta-Strahlung ohne Absorptionsmaterial. Dann ist I/I_0 eine mit zunehmender Absorbermasse fallende Exponentialfunktion (vgl. Gleichung 24). Soweit, wie diese Funktion fällt, reicht die Beta-Strahlung maximal in dem Medium. Daraus und aus einer empirisch gefundenen Beziehung zwischen Reichweite und Energie der β-Strahlen läßt sich dann die Maximalenergie der β-Strahlen bestimmen. Näheres dazu wird im Abschnitt über die Absorption der β-Strahlen (vgl. 3.2.) ausgeführt (Bild 18).

Beta-Strahlen verlieren durch Abbremsung in der Materie ihre Energie, die dann als elektromagnetische Wellenstrahlung, sogenannte *Bremsstrahlung*, von der Materie abgestrahlt wird. Dieser Vorgang entspricht der Erzeugung der Röntgenstrahlung.

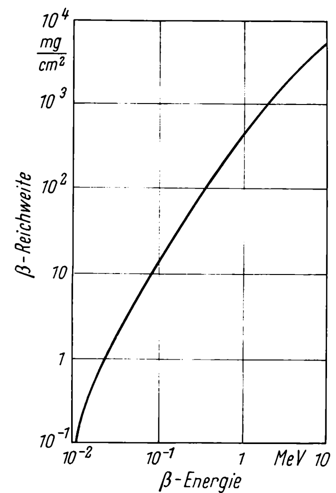


Bild 18. β-Energie und Reichweite

2.2.3. *Gamma-Strahlung*

Jedes γ-strahlende Nuklid sendet γ-Strahlen ganz bestimmter für das Nuklid typischer Energien aus. Das entspricht dem Linienspektrum der Gase in der Optik, das auf die bestimmten Anregungsstufen der jeweiligen Elektronenhüllen zurückgeführt wird. Man sagt daher auch entsprechend, daß der Kern verschiedene Anregungsstufen einnehmen kann und beim Heruntergehen von einer Energiestufe zur anderen das Gammaquant der betreffenden Energiedifferenz aussendet. Man kann aus dem Gammaspektrum auf das strahlende Nuklid schließen. Da die γ-Strahlung eine elektromagnetische Wellenstrahlung mit der gegebenen Geschwindigkeit des Lichtes ist, bestimmt sich die γ-Energie nicht als kinetische Energie, sondern nach der *Planckschen* Beziehung $E_\gamma = h \cdot \nu$ oder der *Einsteinschen* Formel $E_\gamma = m \cdot c^2$. Die Durchdringungsfähigkeit der γ-Quanten ist bei höherer Energie im allgemeinen größer.
Während Teilchenstrahlen begrenzte Reichweiten haben, ist das bei γ-Quanten, die ja Energiestrahlen sind, nicht der Fall. Die γ-Quanten können in der Materie drei verschiedene Effekte auslösen. Dabei erzeugen sie *sekundäre Elektronenstrahlen*. Das geschieht
1. beim *Photoeffekt*. Hierbei wird die gesamte γ-Energie aufgebraucht und – abgesehen von der meist relativ geringen Ablösearbeit A' – in die kinetische Energie E_k des abgelösten Elektrons umgewandelt (Bild 19a).

$$\boldsymbol{E_\gamma = h \cdot \nu = A' + E_k} \tag{7}$$

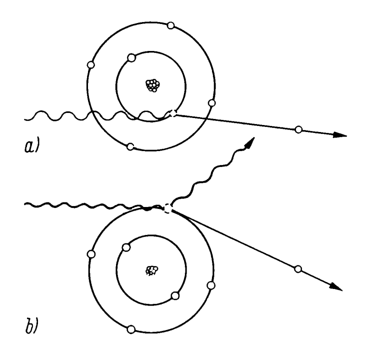
Der Photoeffekt kann auch in der Hülle des γ-strahlenden Kerns ausgelöst werden. Durch diese *innere Umwandlung* wird statt des γ-Quants ein Elektron (sogenanntes *Konversionselektron*) mit bestimmter Energie abgestrahlt. Bei gemischter β- und γ-Strahlung geben die Konversionselektronen im kontinuierlichen Betaspektrum überlagerte Linien.

2. Bei höheren γ-Energien (um 1 MeV) überwiegt den Photoeffekt meist der *Comptoneffekt*. Auch hierbei wird ein Elektron abgelöst, jedoch bleibt ein gewisser Energiebetrag übrig, der als langwelligeres Gammaquant, sogenanntes *Comptonquant* zur Seite oder zurück gestreut wird. Die Differenz zwischen der Energie des auslösenden Quants E_γ und der des Comptonquants E_C hängt vom Streuwinkel ab (Bild 19b). (Näheres im Abschnitt 8.9.2.)
3. Sehr energiereiche γ-Quanten (E_γ einige MeV, $> 1{,}02$ MeV) können in der Nähe eines stärkeren Kernfeldes derart gestört werden, daß sich das Energiequant durch sogenannte „Paarbildung" in Masse verwandelt. Das Quant hört auf zu existieren und an seiner Stelle bildet sich im gleichen Augenblick ein Elektronenpaar: Es entsteht ein negatives Elektron und ein positives Elektron, ein „*Negatron*" und ein „*Positron*". Diesen Vorgang, bei dem sich Energie in Materie umwandelt, nennt man hier *Paarbildungseffekt* (Bild 19c).

(So wie es zu dem Elektron ein Gegenstück – das Positron – gibt, hat man auch zu den anderen Elementarteilchen die Existenzmöglichkeit von Gegenstücken, sogenannten Anti-Teilchen gefunden. Das Antineutrino wurde beim Beta-Zerfall (vgl. 2.2.2.) erwähnt. Es ist das Gegenstück zum Neutrino (vgl. 4.6.). Auch Antiproton und Antineutron sind heute bekannt, jedoch in unserer Welt nur unter Mitwirkung extrem hoher Energien (über 6 GeV) realisierbar.)

Das schnell bewegte Positron verhält sich zunächst wie das schnell bewegte Elektron, also wie ein β-Strahl. Nach Verlust seiner Energie aber zerstrahlt es zusammen mit einem Elektron der Materie, d. h. es verwandelt sich dabei wieder Masse in Energie. Es entstehen zwei nach entgegengesetzten Richtungen abstrahlende γ-Quanten von je 0,51 MeV, dem Energieäquivalent der Elektronen-

masse. Diese Strahlung, die aus der Vernichtung von Materie stammt, wird auch *Vernichtungsstrahlung* genannt (Bild 19c).



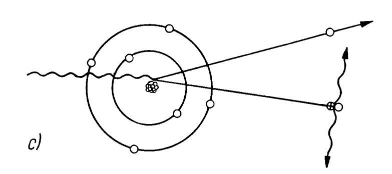


Bild 19. Drei Wechselwirkungen der γ-Strahlung mit der Materie
a) Photoeffekt,
b) Comptonstreuung,
c) Paarbildung

2.3. Das allgemeine Zerfallsgesetz

Ist N die Zahl der zerfallbaren Kerne und $\mathrm{d}N$ (bzw. ΔN) die Zahl der in der Zeit $\mathrm{d}t$ (bzw. Δt) zerfallenden Kerne[1]), so ist

— $\mathrm{d}N$ proportional zur Zeit und zu N

$$\mathbf{d}\boldsymbol{N} = -\boldsymbol{\lambda} \cdot \boldsymbol{N} \cdot \mathbf{d}\boldsymbol{t} \quad (8\text{a}),$$

$$\Delta \boldsymbol{N} = -\boldsymbol{\lambda} \cdot \boldsymbol{N} \cdot \Delta \boldsymbol{t} \quad (8\text{b})$$

Die Proportionalitätskonstante λ heißt *Zerfallskonstante.*
Da dieser Wert das Verhältnis der Zahl der in der Zeit $\mathrm{d}t$ zerfallenden Kerne zur Zahl der vorhandenen Kerne darstellt, hat λ den Charakter einer Wahrscheinlichkeit und heißt auch *Zerfallswahrscheinlichkeit.* Die Dimension von λ ist Zeiteinheit^{-1}, also sec^{-1}, h^{-1}, d^{-1} u. ä.
Durch Integration von Gleichung (8a) findet man

$$\int_{N_0}^{N} \frac{\mathrm{d}N}{N} = -\lambda \cdot \int_0^t \mathrm{d}t$$

$$\ln N = \ln N_0 - \lambda \cdot t$$

und erhält das *allgemeine Zerfallsgesetz (Elster* und *Geitel)*

$$\boldsymbol{N} = \boldsymbol{N_0} \cdot \mathbf{e}^{-\lambda t} \quad (9)$$

N_0 = Kernzahl (bzw. Menge) zur Zeit $t = 0$

N = Kernzahl (bzw. Menge) nach der Zeit t

1 **Während mathematisch ein klarer Begriffsunterschied zwischen ΔN und Δt einerseits und $\mathrm{d}N$ und $\mathrm{d}t$ andererseits besteht, wird in der physikalischen Praxis bei genügend großen relativen Größenunterschieden oft das Differenzenzeichen durch das Differentialzeichen ersetzt.**

2.3.1. *Mittlere Lebensdauer und Halbwertszeit*

Wegen der Dimension von λ ist $\frac{1}{\lambda}$ eine Zeit.

Man nennt diese Zeit

$\tau = \frac{1}{\lambda}$ die „*mittlere Lebensdauer*".

Für die „mittlere Lebensdauer" gilt

$N_\tau = N_0 \cdot e^{-1}$, d. h.:

die Zahl der zerfallbaren Kerne ist auf $\frac{1}{e} \cdot N_0$, d. h. auf den e-ten Teil abgesunken.

Nach der *Halbwertszeit* $t = T_H$ ist die Zahl der zerfallbaren Kerne auf die Hälfte abgesunken, d. h.

$$N = \frac{N_0}{2} \quad \text{oder}$$

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda T_H} \quad , \quad e^{\lambda T_H} = 2$$

$$\lambda \cdot T_H = \ln 2 = 0{,}693$$

$$\boldsymbol{\lambda = \frac{\ln 2}{T_H} = \frac{0{,}693}{T_H}} \tag{10}$$

$$T_H = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda}$$

$$\boldsymbol{T_H = 0{,}693 \cdot \tau \quad , \quad \tau = 1{,}443 \cdot T_H} \tag{11}$$

Setzt man in das allgemeine Zerfallsgesetz $\lambda = \frac{\ln 2}{T_H}$ nach Gleichung (10) ein, so erhält man

$$N = N_0 \cdot e^{-\ln 2 \cdot \frac{t}{T_H}} = N_0 \cdot (e^{\ln 2})^{-\frac{t}{T_H}}$$

$$\boldsymbol{N = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T_H}}} \tag{12}$$

2.3.2. *Beispiele zum Zerfallsgesetz*

1. Beispiel

Vor welcher Zeit enthielt ein Radiumpräparat (T_H(Ra) = 1622 a) 0,30 g Radium, wenn es jetzt 0,25 g Ra enthält?

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t} = \frac{0{,}25}{0{,}30} = 0{,}833$$

$$\lambda t = 0{,}183$$

$$t = 0{,}183 \cdot \frac{1622}{0{,}693} = \underline{\underline{428{,}3 \text{ Jahre}}}$$

Während das allgemeine Zerfallsgesetz in der Form von *Elster* und *Geitel* (Gleichung 9) immer zu verwenden ist, wenn Problemzeit und Halbwertszeit in

ähnlicher Größenordnung sind, kann man dann, wenn die Problemzeit sehr viel kleiner als die Halbwertszeit ist, auch die rechnerisch einfachere Form (8b) anwenden:

2. Beispiel:

Bei wieviel µg Radium zerfallen in jeder Sekunde eine Million Atomkerne? ($\lambda(\text{Ra}) \approx 1{,}38 \cdot 10^{-11}\,\text{sec}^{-1}$, $A(\text{Ra}) = 226$)

$$N = -\frac{\Delta N}{\lambda \cdot \Delta t} = -\frac{-10^6\ \text{Atome}}{1{,}38 \cdot 10^{-11}\,\text{sec}^{-1} \cdot 1\ \text{sec}} = \frac{10^{17}}{1{,}38}\ \text{Atome}$$

$$m = \frac{226}{6{,}023 \cdot 10^{17}} \cdot \frac{10^{17}}{1{,}38} \approx \underline{\underline{27\ \mu\text{g Ra}}}$$

2.4. Aktivität

2.4.1. *Einheit der Aktivität*

Die Anzahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Kerne eines Nuklids nennt man seine Aktivität $\mathfrak{a}$.

$$\mathfrak{a} = -\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} \tag{13}$$

Bezogen auf die Strahlung entspricht dieser Ausdruck der „Intensität" der Strahlung.

1 g Ra-226 enthält $\frac{L}{226} = \frac{6{,}023 \cdot 10^{23}}{226}$ Atome $= 2{,}67 \cdot 10^{21}$ Atome.

$\lambda(\text{Ra}) \approx 1{,}38 \cdot 10^{-11}\,\text{sec}^{-1}$

Es zerfallen also von 1 g Radium in 1 sec

$$\begin{aligned} -\Delta N &= \lambda \cdot N \cdot \Delta t \\ &= 1{,}38 \cdot 2{,}67 \cdot 10^{10} \approx \underline{\underline{3{,}7 \cdot 10^{10}\ \text{Atome}}} \end{aligned}$$

Dieser Wert wurde zur *Einheit der Aktivität* erklärt:

$$\mathbf{1\ \textit{Curie} = 1\ Ci = 3{,}7 \cdot 10^{10}\ Zps} \tag{14}$$

(Zps = Zerfälle pro Sekunde)

(Daneben wird manchmal auch verwendet:

1 *Rutherford* = 1 rd = 10^6 Zps
1 rd = 27,03 µCi)

2.4.2. *Aktivität und Masse*

Beispiel:

Wieviel Gramm sind 3 Ci J-131? ($T_{\text{H}} = 8{,}05$ d)

$$3\ \text{Ci} = 11{,}1 \cdot 10^{10}\ \text{Zps} = -\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t}$$

$$\lambda = \frac{0{,}693}{8{,}05 \cdot 86\,400}\ \text{sec}^{-1} \approx 10^{-6}\,\text{sec}^{-1}$$

$$N_0 = -\frac{dN}{dt} \cdot \frac{1}{\lambda} \approx 11{,}1 \cdot 10^{16} \text{ Atome}$$

$$L = 6{,}023 \cdot 10^{23} \text{ Atome J-131 sind 131 g}$$

$$11{,}1 \cdot 10^{16} \text{ Atome sind } \frac{131 \cdot 11{,}1 \cdot 10^{16}}{6{,}023 \cdot 10^{23}} \text{ g}$$

$$\underline{\underline{24{,}1\ \mu\text{g J-131}}}$$

Die verschiedenen in diesem Beispiele vorkommenden Konstanten lassen sich zusammenfassen, so daß man für die Beziehung zwischen Masse und Aktivität folgende einfache Formel findet:

$$m = k \cdot a \cdot T_H \cdot A \quad \mu\text{g} \tag{15}$$

Wenn a in Millicurie (mCi) gegeben ist, hat die Konstante k folgende Werte:

$k_a = 2{,}80 \cdot 10^{-3}$ bei einer Halbwertszeit T_H in Jahren,
$k_d = 7{,}67 \cdot 10^{-6}$ bei einer Halbwertszeit T_H in Tagen,
$k_h = 3{,}20 \cdot 10^{-7}$ bei einer Halbwertszeit T_H in Stunden,
$k_m = 5{,}53 \cdot 10^{-9}$ bei einer Halbwertszeit T_H in Minuten,
$k_s = 8{,}80 \cdot 10^{-11}$ bei einer Halbwertszeit T_H in Sekunden.

2.4.3. *Abklingen der Aktivität*

Da die Aktivität zu der Menge des betreffenden Strahlers proportional ist, klingt sie – wie diese Menge – nach dem *Elster* und *Geitel*-Gesetz ab:

$$\frac{a}{a_0} = \frac{\frac{dN}{dt}}{\frac{dN_0}{dt}} = \frac{N}{N_0} = \frac{N_0 \cdot e^{-\lambda t}}{N_0} = e^{-\lambda t}$$

$$a = a_0 \cdot e^{-\lambda t} \tag{16}$$

Nach Ablauf der mittleren Lebensdauer $\tau = \frac{1}{\lambda}$ ist die Aktivität $\frac{1}{e} \cdot a_0$, d. h. auf den e-ten Teil abgesunken.

Da man für $e^{-\lambda t}$ auch $2^{-\frac{t}{T_H}}$ schreiben kann (12), gilt für die Aktivität auch

$$a = a_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T_H}}. \tag{17}$$

Beispiel:
Welche Aktivität hat ein Po-Präparat (T_H = 138,5 d), das am 14. 2. 1969 10 µCi hatte, am 13. Juli 1972 ?

14. 2. 1969 bis 14. 2. 1972 sind	1095 Tage,
dazu kommen bis 13. Juli 1972 noch	150 Tage.
Die Zerfallszeit t beträgt also	1245 Tage.

$$\frac{t}{T_H} = \frac{1245}{138{,}5} = 9$$

$$a = a_0 \cdot 2^{-9} = \frac{a_0}{512} = \frac{10}{512}\ \mu\text{Ci} \approx \underline{\underline{0{,}02\ \mu\text{Ci}}}$$

2.5. Das radioaktive Gleichgewicht

Es ist bereits (vgl. 2.1.4.) darauf hingewiesen, daß es Fälle gibt, bei denen der Folgekern eines Kernzerfalls nicht stabil ist, sondern weiter zerfällt. In dieser Weise sind verschiedene Zerfallsreihen bekannt, deren einzelne Zerfallsstufen ganz verschiedene Halbwertszeiten haben und auch ganz unterschiedlich α- oder β-Strahler sind, bzw. dabei auch eine γ-Strahlung aussenden. Im Material einer solchen Zerfallsreihe findet sich von allen Zerfallsstufen ein gewisser Anteil vor, da ja stets Substanz einer Stufe durch Zerfall der vorhergehenden Stufe nachgeliefert wird. Im Laufe der Zeit bildet sich bezüglich der Mengenverhältnisse der einzelnen Zerfallsstufen ein Gleichgewichtszustand heraus, das *radioaktive Gleichgewicht.*

Ist dieses erreicht, so werden von jeder Kernart je Zeiteinheit ebensoviel Kerne neu gebildet, wie in dieser Zeit auch zerfallen, d. h. daß $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t}$ für alle Zerfallsstufen der betreffenden Zerfallsreihe ein konstanter Wert ist.

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = \text{const.} = -\lambda_1 N_1 = -\lambda_2 N_2 = \ldots \tag{18}$$

Es gilt dann also:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}, \text{ oder}$$

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{T_{H1}}{T_{H2}} \tag{19}$$

Die im radioaktiven Gleichgewicht vorhandenen Atommengen verhalten sich wie die entsprechenden Halbwertszeiten.

Bezieht man dies auf die Massen $m = N \cdot \frac{A_r}{L}$, so ergibt sich

$$m_2 = \frac{T_{H2} \cdot A_{r2}}{T_{H1} \cdot A_{r1}} \cdot m_1 \quad ^{1)} \tag{20}$$

Hier war vorausgesetzt, daß eine hinreichend lange Zeit verstrichen ist, sodaß für sämtliche Zerfallsstufen die Gleichung (18) gilt. Derartige Fälle liegen z. B. bei im Bergbau gewonnenem Uranerz vor. In vielen Fällen hat man aber nur zwei Zerfallsstufen, eine sogenannte Muttersubstanz und eine Tochtersubstanz, die beide radioaktiv sind. Hat die Tochtersubstanz dann eine relativ große Zerfallskonstante, so wächst auch die Gesamtaktivität zunächst etwas an, nach ausreichend langer Zeit aber fällt sie entsprechend der Aktivitätsabnahme der langlebigeren Muttersubstanz. Hat dagegen die Tochtersubstanz die größere Halbwertszeit, so wird sich die Abnahme der Gesamtaktivität auf deren Aktivitätsabfall einspielen.

Für den Fall, daß Mutter- und Tochtersubstanz Zerfallskonstanten annähernd gleicher Größenordnung haben, gilt für die Kernzahl der Tochtersubstanz:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot N_1 \cdot e^{-\lambda_1 t} \cdot (1 - e^{-(\lambda_2 + \lambda_1)\, t}) \tag{21}$$

[1]) Statt A_r kann meist mit ausreichender Genauigkeit die Massenzahl A verwendet werden.

Diese Formel vereinfacht sich, wenn die Tochtersubstanz im Verhältnis zur Muttersubstanz wesentlich kurzlebiger ist, also für $\lambda_2 \gg \lambda_1$ zu:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot N_1 \cdot (1 - e^{-\lambda_2 t}) \tag{22}$$

Man erhält diese Beziehungen aus Gleichung (18) in Verbindung mit dem allgemeinen Zerfallsgesetz.

Beispiele:

a) Radon ($^{222}_{86}$Rn) hat eine Halbwertszeit von 3,82 d. Es ist die Halbwertszeit von Radium ($^{226}_{88}$Ra) zu bestimmen, wenn 22,1 mg Radium mit 0,14 μg Radon im radioaktiven Gleichgewicht stehen.

$$T_H(\text{Ra}) = \frac{m(\text{Ra})}{A(\text{Ra})} \cdot \frac{A(\text{Rn})}{m(\text{Rn})} \cdot T_H(\text{Rn})$$

$$= \frac{22\,100}{226} \cdot \frac{222}{0{,}14} \cdot 3{,}82\ \text{d}$$

$$= 592\,300\ \text{d} = \underline{\underline{1622\ \text{a}}}$$

b) Es ist der Radiumgehalt eines natürlichen Uranerzes zu bestimmen, das 100 g U-238 enthält ($T_H = 4{,}5 \cdot 10^9$ a)!

$$m(\text{Ra}) = \frac{T_H(\text{Ra}) \cdot A(\text{Ra})}{T_H(\text{U}) \cdot A(\text{U})} \cdot m(\text{U})$$

$$= \frac{1622 \cdot 226}{4{,}5 \cdot 10^9 \cdot 238} \cdot 100\ \text{g}$$

$$= \underline{\underline{34{,}2\ \mu\text{g}}}$$

3. Strahlungsabsorption in der Materie

3.1. Alpha-Absorption

Alphateilchen werden als Strahlungsteilchen mit relativ großer Masse beim Durchgang durch Materie kaum abgelenkt. Sie verlieren ihre Energie durch die von ihnen besonders zahlreich hervorgerufenen Ionisationseffekte. Sie haben daher auch eine von ihrer Anfangsenergie und der betreffenden Materie abhängige und gut angebbare mittlere Reichweite. Für Luft von Normaldruck wird diese durch das *Geigersche* Reichweitengesetz (Gleichung 6) angegeben, vgl. Abschnitt 2.2.1. Bei Druck- oder Dichteänderung der Luft ändert sich diese Reichweite, so daß es möglich ist, auch umgekehrt aus der Reichweite vorgegebener Alpha-Strahlen in Luft auf den Luftdruck zu schließen. Kennt man die mittlere Reichweite R_m einer Alpha-Strahlung in Luft, so läßt sich daraus mit etwa $\pm 10\%$ Genauigkeit auf die Reichweite in anderen Stoffen schließen mit Hilfe der *Bragg-Kleemann-Regel*

$$R = 3{,}2 \cdot 10^{-4} \cdot R_m \cdot \frac{\sqrt{A}}{\varrho} \qquad (23)$$

Hierbei ist A die mittlere Massenzahl und ϱ die Dichte des betreffenden Stoffes.

3.2. Beta-Absorption

3.2.1. *Halbwertsschicht*

Beta-Strahlen haben die verschiedensten Energien unterhalb ihrer Maximalenergie und werden daher bereits beim Durchgang durch Materie ganz verschieden geschwächt. Aber auch Elektronen einer einzigen bestimmten Energie erleiden in der Materie ganz unterschiedliche Energieverluste, haben also auch daher schon verschiedene Reichweiten. Diese Energieverluste beruhen auf Abbremsung, auf Streuung an den Feldern der Hüllelektronen und der Kerne der Materie, aber auch auf Ionisierungseffekten. Diese Tatsachen erklären, daß die Angaben über die Weglängen, bzw. Reichweiten der Beta-Strahlen in der Materie stets in gewissen Grenzen schwanken, auch kennt man verschiedene Reichweitendefinitionen.

Trotz dieser Schwierigkeiten ist es praktisch, zur Charakterisierung der Absorptionsgröße eine sogenannte *Halbwertsschicht* oder *Halbwertsdicke* d_H einzuführen als *diejenige Materialstärke, die die durchgehende Strahlung* durch Absorption oder Streuung *in ihrer Intensität auf die Hälfte schwächt.*

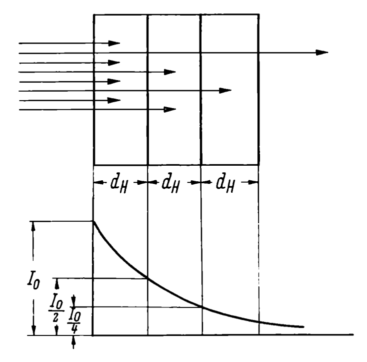


Bild 20. Absorption und Halbwertsschicht d_H

Entsprechend kennt man auch die Begriffe *Zehntelwertschicht* d_z und *Hundertstelwertschicht* d_h (für letztere findet manchmal in der Literatur auch die Bezeichnung „*Grenzdicke*" Verwendung), aber auch den Begriff der *1/e-Schicht* für diejenige Absorberstärke, die die Strahlungsintensität auf ihren e-ten Teil schwächt. Man macht also die Annahme, daß die Intensität der Strahlung jedesmal von einer Halbwertsschicht auf die Hälfte geschwächt wird. Wie weit diese Annahme immer gerechtfertigt ist, wird in den folgenden Abschnitten untersucht werden (vgl. 3.2.4., 3.2.5.) (Bild 20).

3.2.2. *Das allgemeine Absorptionsgesetz*

Unter der genannten Voraussetzung ist die Abnahme der Strahlungsintensität $-\mathrm{d}I$ sowohl der Schichtdicke der Materie $\mathrm{d}x$, wie auch der Ausgangsintensität I proportional:

$$\mathrm{d}I = -\mu \cdot I \cdot \mathrm{d}x.$$

Aus $\int\limits_I^{I_0} \frac{\mathrm{d}I}{I} = -\mu \int\limits_0^x \mathrm{d}x$ folgt *das*

allgemeine Absorptionsgesetz $\boldsymbol{I = I_0 \cdot \mathrm{e}^{-\mu x}}$ (24)

Darin ist I_0 die Strahlungsintensität vor dem Absorber, hier also die Zahl der je Quadratzentimeter Querschnitt auf das Absorbermaterial sekundlich auftreffenden Betateilchen. I ist dagegen die Strahlungsintensität hinter dem Absorber von der Stärke x.

Der Proportionalitätsfaktor μ ist vom Material und von der Strahlungsenergie abhängig, also nur, wenn diese Größen sich nicht ändern, als konstant zu betrachten.

Man nennt $\mu = \mu(E)$ den *Absorptionskoeffizienten*.

Seine Dimension ist $\frac{1}{\text{Länge}}$, seine Maßeinheit also: cm^{-1}.

Aus dem allgemeinen Absorptionsgesetz folgt für $I = \frac{I_0}{2}$

die Beziehung für die *Halbwertsschicht:*

$$\boldsymbol{d_\mathrm{H} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0{,}693}{\mu}} \tag{25}$$

$$\text{und für } I = \frac{I_0}{\mathrm{e}} \text{ für die } \frac{1}{e}\text{-}\textit{Schicht:}\ \boldsymbol{d_\mathrm{e} = \frac{1}{\mu}} \tag{26}$$

3.2.3. *Massenbelegung und Absorption*

Da die Materialabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten in erster Linie von der Dichte ϱ des Absorbers abhängt, verwendet man anstelle der Schichtdicke x in cm die *Flächendichte* oder *Massenbelegung* $b = \varrho \cdot x$ mit der Maßeinheit $\mathrm{g \cdot cm^{-2}}$. Gelegentlich werden auch die Einheiten $1\,\mathrm{mg \cdot cm^{-2}} = 10\,\mathrm{g \cdot m^{-2}}$ verwendet. (Die Massenbelegung oder Flächendichte wird manchmal auch – nicht ganz korrekt – als *Flächengewicht* bezeichnet.)

Verwendet man anstelle von x den Wert $b = \varrho \cdot x$, so muß im allgemeinen Absorptionsgesetz an die Stelle des Absorptionskoeffizienten μ der

$$\textit{Massenabsorptionskoeffizient } \mu^* = \frac{\mu}{\varrho} \text{ treten.} \quad (27)$$

Seine Einheit ist $\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$.

Das Absorptionsgesetz lautet dann

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu^* \cdot b} \quad (28)$$

und die Halbwertsschicht in Massenbelegungseinheiten

$$d_H^* = \frac{0{,}693}{\mu^*} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}, \quad (29)$$

sowie entsprechend die $\frac{1}{e}$ -Schicht $d_e^* = \frac{1}{\mu^*} \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. (30)

3.2.4. *Beta-Absorptionsvorgänge*

Für die besondere Anwendung des Absorptionsgesetzes auf die β-Strahlung ist zu beachten, daß hier drei Vorgänge bei der Absorption zu unterscheiden sind. Zunächst kennt man die sogenannte elastische Streuung ohne größeren Energieverlust, sodann den unelastischen Zusammenstoß mit einem Hüllelektron, bei dem durch Elektronenanregung oder Ionisation β-Energie verbraucht wird. Schließlich kann das β-Teilchen auch in einem Kernfeld seine Energie verlieren, die dann als Bremsstrahlung von der bestrahlten Materie ausgeht. Man hat es also bei der β-Absorption sowohl mit Energieverlusten, wie auch mit Intensitätsverlusten zu tun, so daß der Absorptionskoeffizient sich aus zwei Summanden für diese beiden Teile zusammensetzt:

$$\mu^* = \mu_E^* + \mu_I^*$$

Die Bedeutung des Energieverlustes für den Verlauf der β-Absorption wird im folgenden Abschnitt behandelt. Hier sei jedoch eine empirische Beziehung zwischen der maximalen Energie und dem Massenabsorptionskoeffizienten angeführt:

$$\mu^* = \frac{\mu}{\varrho} = \frac{22}{\sqrt[3]{E_{(\beta)}{}^4}} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}, \quad (31)$$

wenn $E_{(\beta)}$ größer als 0,5 MeV ist.

Daraus folgt:

$$d_e = 455 \cdot E^{\frac{4}{3}} \frac{\text{g}}{\text{m}^2} \quad (E_{(\beta)} > 0{,}5 \text{ MeV}) \quad (32)$$

eine Beziehung, die für die Praxis eine gewisse Bedeutung hat (vgl. 9.2.1.3.).

3.2.5. *Beta-Absorption und Energie*

Bereits früher (2.2.2.) ist darauf hingewiesen, daß β-Strahlen stets mit einem kontinuierlichen Energiespektrum vorliegen. Daraus ergibt sich, daß die Voraus-

setzungen des allgemeinen Absorptionsgesetzes in der Praxis nicht streng gegeben sind: Nach Durchgang durch eine Schicht dx ist die spektrale Zusammensetzung einer β-Strahlung dadurch geändert, daß verschiedene Energien verschieden stark absorbiert werden. Man sieht die Änderung der spektralen Zusammensetzung aus folgenden Spektralkurven gleicher β-Gesamtintensität (Bild 21):

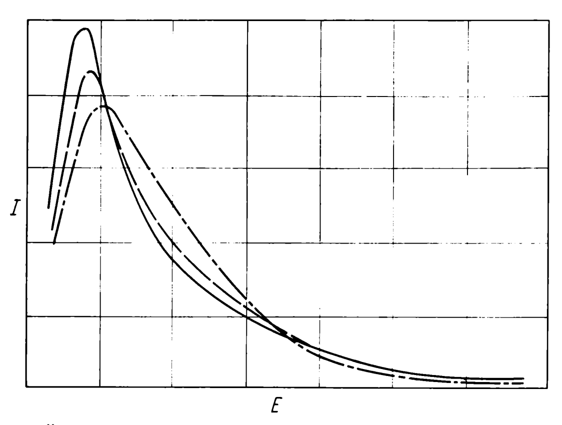


Bild 21. Änderung der β-Energieverteilung durch Absorption
——— Spektrum Sr Y-90 ohne Absorption
– – – – Spektrum nach Absorption durch 1,2 mm Al
— · — Spektrum nach Absorption durch 2,3 mm Al
(nach Messungen am Institut für Kerntechnik, Ulm)

3.2.6. *Beta-Reichweite und Energie*

Aus diesem Grunde werden meist einige empirische Beziehungen zwischen maximaler β-Energie E und Reichweite R^* angewendet, wenn die Genauigkeit des allgemeinen Absorptionsgesetzes für die betreffende β-Strahlung nicht mehr als ausreichend empfunden wird.

Am genauesten wird dieser Zusammenhang wohl durch die Formeln von *Flammersfeld* beschrieben:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{R^*_{(\beta)}} &= \mathbf{0{,}11 \cdot \left(\sqrt{1 + 22{,}4 \cdot \boldsymbol{E}^2} - 1\right)} \quad \text{für } E < 3\,\text{MeV} \\ \boldsymbol{E_{(\beta)}} &= \sqrt{\mathbf{3{,}69 \cdot \boldsymbol{R}^{*2} + 0{,}81 \cdot \boldsymbol{R}^*}} \quad \text{für } R^* < 1{,}5\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}. \end{aligned} \tag{33}$$

Am bekanntesten sind die Formeln von *Feather:*

$$\begin{aligned} \boldsymbol{R^*_{(\beta)}} &= \mathbf{0{,}542 \cdot \boldsymbol{E} - 0{,}133} \quad \text{für } E > 0{,}8\,\text{MeV} \\ \boldsymbol{E_{(\beta)}} &= \mathbf{1{,}85 \cdot \boldsymbol{R}^* + 0{,}245} \quad \text{für } R^* > 0{,}3\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \end{aligned} \tag{34}$$

Für das Arbeiten mit Logarithmentafel und Rechenschieber und in dem meist interessierenden Bereich von

$$0{,}3\,\text{MeV} < E < 2\,\text{MeV}, \quad \text{bzw.} \quad 0{,}08\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} < R^* < 1\,\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$$

empfehle ich die leicht zu merkenden und einfachen Beziehungen:

$$\boldsymbol{R^*_{(\beta)}} = \mathbf{(0{,}5 \cdot \boldsymbol{E})^{1,3}} \quad \text{und} \quad \boldsymbol{E_{(\beta)}} = \mathbf{2 \cdot (\boldsymbol{R}^*)^{0,77}} \tag{35}$$

3.2.7. *Mittlere Beta-Wegstrecke*

Die Hundertstelwertschicht wird auch bei β-Strahlen manchmal *mittlere Beta-Wegstrecke* oder *mittlere β-Reichweite* $R_m(\beta)$ genannt. Gerade weil diese Bezeichnung leicht zu Irrtümern führen kann, wird sie hier angeführt. Es gilt also

$$R_m(\beta) = \frac{\ln 100}{\mu} = \frac{4{,}6}{\mu} \text{ cm oder}$$

$$\boldsymbol{R^*_m(\beta) = \frac{4{,}6}{\mu^*}} \; \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \,. \tag{36}$$

Da die Zehntelwertschicht $d_z = \frac{\ln 10}{\mu} = 3{,}32 \cdot d_H$ ist und

$R_m = d_h = 2 \cdot d_z$ ist, besteht auch die Beziehung:

$$\boldsymbol{R^*_m(\beta) = 6{,}65 \cdot d^*_H} \tag{37}$$

Diese „mittlere Reichweite“ entspricht also nicht der sonst gewöhnlich verwendeten „maximalen Reichweite“. $R_m \neq R_{Max}$. (Ebenso ist dieser Begriff ganz anders definiert als etwa die mittlere Reichweite bei Alpha-Strahlen.)

3.2.8. *Beispiele*

a) Die β-Strahlen von Y-90 haben eine maximale Energie $E_{Max} = 2{,}27$ MeV, daher können die Formeln (33) oder (34) angewendet werden. Sie ergeben eine maximale Reichweite $R^*_{Max} \approx 1{,}1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Daraus lassen sich die maximalen Reichweiten in den verschiedenen Absorbern wie folgt bestimmen:

In Aluminium ($\varrho = 2{,}7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) ist $R_{Max} = \frac{1{,}1}{2{,}7} \approx 0{,}4$ cm,

in Blei ($\varrho = 11{,}3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) ist $R_{Max} = \frac{1{,}1}{11{,}3} \approx 0{,}1$ cm,

in org. Gewebe ($\varrho = 1{,}2 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) ist $R_{Max} = \frac{1{,}1}{1{,}2} \approx 0{,}9$ cm,

in Luft ($\varrho = 1{,}3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$) ist $R_{Max} = \frac{1{,}1}{1{,}3} \cdot 10^3 \approx 850$ cm.

Den Massenabsorptionskoeffizienten erhält man aus der Maximalenergie nach Formel (31) zu $\mu^* = 7{,}37$ cm²/g und daraus die „mittlere Reichweite“ zu $R^*_m = 0{,}625$ g/cm².

Das bedeutet für die obigen Absorber folgende „mittlere Reichweiten“:
R_m(Al) = 0,23 cm, R_m(Pb) = 0,055 cm, R_m(org. Gew.) = 0,52 cm,
R_m(Luft) = 480 cm.

b) Daß die maximale Reichweite meist fast doppelt so groß wie die „mittlere Reichweite“, die Hundertstelwertschicht, ist, gibt auch das folgende Beispiel:

Der β-Energie (E_{Max}) von 1 MeV entspricht $\mu^* = \frac{22}{1} = 22 \frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{g}}$

oder $\mu(\mathrm{Luft}) = \varrho \cdot \mu^* = 0{,}0284\ \mathrm{cm}^{-1}$. [$\varrho(\mathrm{Luft}) = 1{,}29 \cdot 10^{-3} \frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}$]

Daraus folgt $R_{\mathrm{m}}(\mathrm{Luft}) = \frac{4{,}6}{\mu} = 162\ \mathrm{cm}$.

Andererseits ergeben die Formeln (33), (34) oder (35)

$\overset{*}{R}_{\mathrm{Max}} \approx 0{,}41 \frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^2}$ und $R_{\mathrm{Max}}(\mathrm{Luft}) = \frac{R^*}{\varrho} \approx 320\ \mathrm{cm}$.

c) Ist die Halbwertsdicke einer β-Strahlung gegeben, z. B. $\overset{*}{d}_{\mathrm{H}} = 53{,}6 \frac{\mathrm{mg}}{\mathrm{cm}^2}$, so läßt sich daraus der Massenabsorptionskoeffizient $\mu^* = 12{,}93 \frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{g}}$ bestimmen und mit Formel (31) die Maximalenergie zu $E = 1{,}5$ MeV.

3.3. Gamma-Absorption

Gamma-Strahlen, die stets einen oder mehrere genau definierte Energiewerte haben, haben in der Materie viel genauer definierte Halbwertsschichten, als diese bei den Beta-Strahlen angebbar sind. Auch das allgemeine Absorptionsgesetz

$$I = I_0 \cdot \mathrm{e}^{-\mu x} = I_0 \cdot \mathrm{e}^{-\mu^* \cdot b} \tag{38}$$

gilt hier in strengerer Form, allerdings ist zu berücksichtigen, daß die Gamma-Strahlen mit der Materie in verschiedener Form reagieren können und dabei je nach dem vorliegenden Absorptionseffekt an Intensität oder an Energie verlieren und auch gestreut werden. Betrachtet man zunächst ein *schmales Bündel* annähernd paralleler Gamma-Strahlen, so ergibt sich aus obigem Gesetz, daß die Intensität exponentiell abfällt und schließlich asymptotisch gegen den Wert Null geht, der jedoch exakt nie erreicht wird. Das heißt, daß hier keine maximale Reichweite angebbar ist.
Die Absorptionskoeffizienten sind je nach dem Effekt der Gamma-Strahlung mit der Materie verschieden. Man unterscheidet also einen Absorptionskoeffizienten des Photoeffektes μ_{Ph} (gelegentlich in der Literatur auch mit τ bezeichnet), einen Absorptionskoeffizienten des Comptoneffektes μ_{C} (oder auch σ) und einen des Paarbildungseffektes μ_{P} (oder auch $\varkappa$). Da diese Effekte in den verschiedenen Energiebereichen verschieden häufig auftreten, sind sie auch in verschiedener Weise energieabhängig. Ihre Summe ist *der totale Absorptionskoeffizient* oder hier auch *der lineare Schwächungskoeffizient*

$$\mu = \mu_{\mathrm{Ph}} + \mu_{\mathrm{C}} + \mu_{\mathrm{P}}$$

$$\mu^* = \frac{\mu_{\mathrm{Ph}}}{\varrho} + \frac{\mu_{\mathrm{C}}}{\varrho} + \frac{\mu_{\mathrm{P}}}{\varrho}$$

In dieser Summe überwiegt μ_{Ph} meist bei geringeren Energien, im keV-Bereich, μ_{C} bei mittleren Energien um 1 MeV und μ_{P} bei höheren Energien von mehreren MeV.

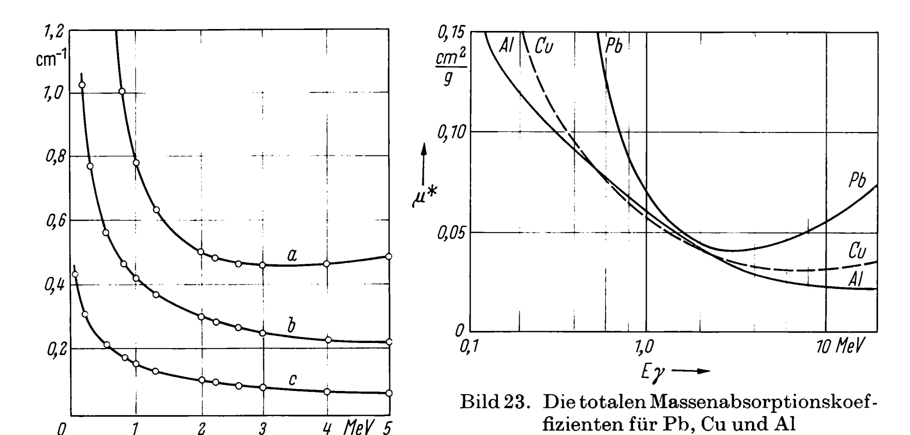


Bild 22. Linearer Schwächungskoeffizient μ für γ-Strahlen
a Blei
b Gußeisen
c Aluminium

Bild 23. Die totalen Massenabsorptionskoeffizienten für Pb, Cu und Al

Vergegenwärtigt man sich die verschiedenen Effekte (vgl. 2.2.3., Bild 19), so findet man, daß sich beim *Photoeffekt* und beim *Paarbildungseffekt*, bei denen also das jeweilige Quant verbraucht wird, die Zahl der γ-Quanten, d. h. die *Intensität verringert*, aber die *Energie nicht geändert* wird, während beim *Comptoneffekt* die Zahl der γ-Quanten, die *Intensität nicht geändert* wird, wohl aber die *Energie verringert* wird.

3.3.1. *Schwächungskoeffizient und Energie*

Der lineare Massenschwächungskoeffizient nimmt bei zunehmender Energie nicht gleichmäßig ab, da er nur bei geringen Energien hauptsächlich vom Photoabsorptionskoeffizienten herrührt. Bei höheren Energien überwiegt meist der Comptonabsorptionskoeffizient. Bei sehr hohen Energien und Absorbern mit schweren Kernen wird die Absorption hauptsächlich durch Paarbildung bewirkt. Da der Paarbildungsabsorptionskoeffizient mit zunehmenden Energiewerten größer wird, steigt auch hier der totale Absorptionskoeffizient wieder an. Das bedeutet in der Praxis, daß z. B. eine Bleischutzwand gegenüber γ-Quanten mittlerer Energie schlechter schützt als gegenüber γ-Quanten niederer aber auch hoher Energie (Bilder 23, 24).
Im Bereich geringer Energien, das heißt unterhalb von 100 keV, liegt die Ionisierungsenergie der Elektronen der K-Schale. Die Funktion des von der Energie abhängigen Massenschwächungskoeffizienten weist bei dieser Ionisierungsenergie eine deutliche sprunghafte Zunahme auf, die sogenannte *K-Kante*, die dem Quantenverlust durch diesen Ionisierungseffekt entspricht. (Bei noch kleineren Energien gibt es entsprechend auch eine L-Kante usw.) (Bild 85, S. 107).

3.3.2. *Absorptionsgesetz bei mehreren Energien*

Liegt γ-Strahlung mehrerer verschiedener Energien vor, so hat jede dieser Energien einen anderen Massenschwächungskoeffizienten. Man muß, ausgehend von

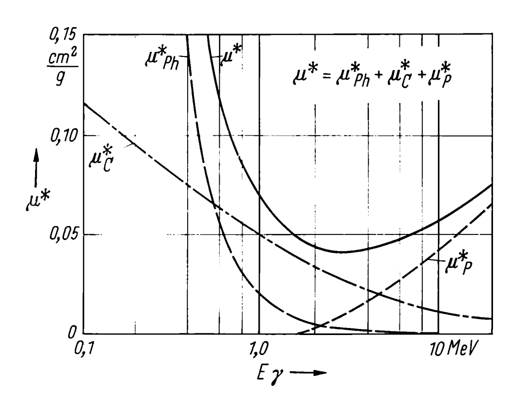


Bild 24. Massenabsorptionskoeffizienten für Blei

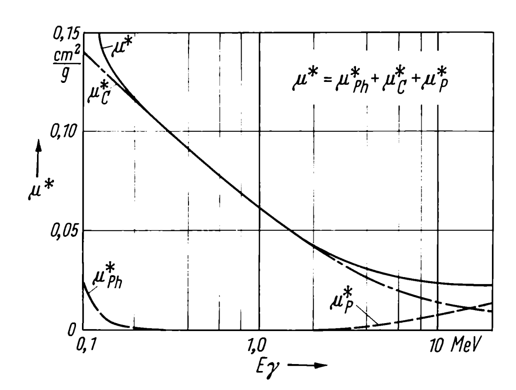


Bild 25. Massenabsorptionskoeffizienten für Aluminium

der Intensität der jeweiligen Strahlungsenergie, das Absorptionsgesetz einzeln anwenden und die erhaltenen Werte dann summieren, um eine Aussage über die Intensität nach dem Absorber von der Stärke x machen zu können:

$$I = I_1 \cdot e^{-\mu_1 \cdot x} + I_2 \cdot e^{-\mu_2 \cdot x} + I_3 \cdot e^{-\mu_3 \cdot x} + \dots$$

3.3.3. *Geometrische Verhältnisse bei der Absorption*

Vorausgesetzt war bei all diesen Überlegungen, daß es sich um ein *schmales Strahlenbündel* handelt. Bei allen Messungen der Absorption von γ-Strahlen ist daher sehr auf die Ausblendung dieses schmalen Strahlenbündels vor und nach dem Absorber zu achten. Wird eine derartige Ausblendung nicht vorgenommen, so müssen sich zwangsläufig falsche Meßwerte ergeben, ja es kann vorkommen, daß die Strahlungsintensität nach einem dickeren Absorber unter Umständen durch seitlich gestreute Strahlung sogar höher ist als nach entsprechendem dünnerem Absorber (Bild 26).
Diese Ausblendung läßt sich praktisch jedoch nur durchführen, wenn das Blendenmaterial einen wesentlich höheren Schwächungseffekt hat als das zu untersuchende Absorbermaterial.

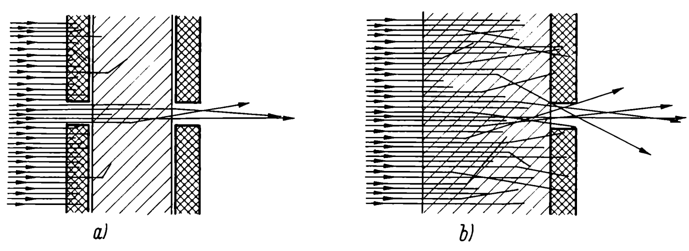


Bild 26. Gammaabsorption
a) bei schmalem Strahlenbündel
b) höhere Intensität trotz stärkeren Absorbers bei unvollständiger Ausblendung

3.3.4. *Der Zuwachsfaktor*

Aus diesem Grunde ist die Forderung eines schmalen Strahlenbündels bei γ-Strahlung in der Praxis meist nicht erfüllbar. Da sich sowohl der Strahler, wie der Strahlenempfänger im allgemeinen auch nicht direkt an der Absorberwand befinden, hat man es mit einer breiten Einstrahlung auf den Absorber und einer breiten Ausstrahlwirkung des Absorbers auf den Strahlenempfänger zu tun. Das bedeutet, daß eine wesentlich größere Anzahl von Strahlen als diejenigen, die auf dem direkten Weg zwischen Strahler und Strahlenempfänger verlaufen, den Absorber treffen und von dort infolge Compton-Streuung zusätzlich zum Strahlenempfänger gelangen. Dadurch entsteht also bei *Absorption mit breiter Einstrahlung* ein Zuwachs der Intensität beim Strahlenempfänger. Diesen Zuwachs berücksichtigt man im allgemeinen Absorptionsgesetz durch einen *Zuwachsfaktor B*, auch *build-up-Faktor* oder *Aufbaufaktor* genannt:

$$\boldsymbol{I} = \boldsymbol{B} \cdot \boldsymbol{I_0} \cdot \mathrm{e}^{-\mu^* \cdot b} \quad (B > 1) \tag{39}$$

Dieser Zuwachsfaktor ist also definiert als das Verhältnis der Gesamtintensität der Gamma-Strahlung nach der Absorption zu der Intensität eines „schmalen Strahlenbündels" nach der Absorption. Seine Größe bestimmt sich nach den jeweils vorliegenden Verhältnissen und wird für praktische Messungen Tabellen oder Diagrammen entnommen, z. B. bei: *Hönig* in der Zeitschrift Kerntechnik Jahrgang *6*, Heft 9 und Jahrgang *7*, Heft 11 (siehe auch 13.10.).

4. Künstliche Radioaktivität

4.1. Kernprozesse

So wie bei dem natürlichen radioaktiven Zerfall Umwandlungen in einem Kern vor sich gehen, so kann ein entsprechender Vorgang einer Kernumwandlung auftreten, wenn beim Durchgang der Strahlung durch die Materie ein Kern der Materie von einem schnellen Strahlenteilchen getroffen wird. Tatsächlich konnten zuerst mit den größten dieser Strahlenteilchen, den Alpha-Strahlen, derartige Prozesse beobachtet werden. Im Jahre 1919 fand *Rutherford*, daß α-Strahlen, die einen Stickstoffkern der Luft treffen, diesen in einen schwereren Kern, den Kern des Sauerstoffisotops O–17, umwandeln, während gleichzeitig ein Proton als neuer Teilchenstrahl den Kern verläßt. Dieser Prozeß läßt sich ähnlich wie beim natürlichen Kernzerfall durch eine Umwandlungsgleichung darstellen:

$$^{14}_{7}\mathrm{N} + ^{4}_{2}\alpha \rightarrow ^{18}_{9}\mathrm{F}^* \rightarrow ^{17}_{8}\mathrm{O} + ^{1}_{1}\mathrm{p}$$

(In einer solchen Kernprozeßgleichung ist stets zu prüfen, ob die Summen der Massenzahlen und der Ordnungszahlen vor und nach der Umwandlung übereinstimmen.)

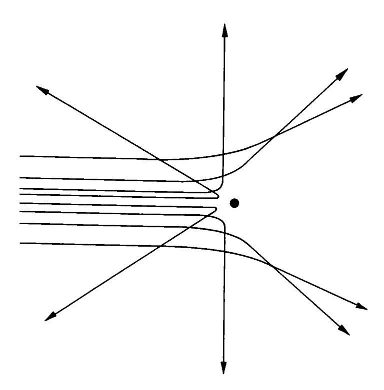
Man sieht in dieser Kernprozeßgleichung, daß sich zunächst ein sogenannter Zwischenkern ($^{18}_{9}\mathrm{F}^*$) bildet, der sofort wieder zerfällt. (Letzteres wird durch den Stern am Nuklidsymbol angedeutet.) Durch diesen ganzen Vorgang wird künstlich ein neuer Kern gebildet, auch entsteht eine bis dahin nicht bekannte neue Teilchenstrahlung, Protonenstrahlung. Damit eröffnet dieser Prozeß ein neues Gebiet der Radioaktivität, das im Gegensatz zum natürlichen Kernzerfall die *künstliche Radioaktivität* genannt wird. Da obiger Prozeß von einem α-Strahl ausgelöst wird und dabei ein Protonenstrahl entsteht, nennt man eine solche Kernumwandlung auch einen *(α, p)-Prozeß* und schreibt den ganzen Vorgang auch kürzer

$$^{14}_{7}\mathrm{N}\,(\alpha, \mathrm{p})\,^{17}_{8}\mathrm{O}.$$

Dies ist also nur eine kürzere Schreibweise der zuerst angeführten Umwandlungsgleichung: In der Klammer stehen das auslösende Teilchen und das ausgelöste Teilchen durch ein Komma getrennt, vor der Klammer der getroffene Kern und hinter der Klammer der entstandene Kern.

Nun sind jedoch derartige Prozesse mit α-Strahlen äußerst selten. Es zeigt sich, daß von 100000 Alpha-Strahlen, die durch Luft gehen, nur etwa zwei in der geschilderten Weise einen Stickstoffkern treffen. Das liegt an zwei Gründen: Einmal haben die Kerndurchmesser nur den etwa zehntausendsten Teil der Größe der Atomdurchmesser, dann aber stört auch die gegenseitige Abstoßung wegen der beiderseitigen positiven Ladungen von α-Teilchen und Kern. Man erzielt aus letzterem Grunde mit natürlichen Alpha-Strahlen solche Treffer überhaupt nur bei relativ leichten Kernen, die also eine nicht zu große Kernladung haben (Bild 27).

Mit Hilfe des Coulombschen Gesetzes läßt sich leicht zeigen, daß z. B. ein α-Teilchen (Ladung $= +2e$) mit 2 MeV Energie auch bei zentraler Richtung auf den Kern eines Goldatoms (Ladung $= +79e$) diesen nicht erreichen, sondern sich ihm nur bis auf etwa den zehnfachen Kerndurchmesser nähern kann. Daher beschleunigt man geladene Teilchen durch hohe Spannungen in sogenannten



Teilchenbeschleunigern so weit, daß sie mit Energien von 100 MeV und mehr (z. Zt. bis zu einigen 1000 MeV) für Kernumwandlungen zur Verfügung stehen.

Bild 27. Ablenkung von α-Strahlen im Feld eines Kerns

4.2. Neutronenstrahlen

Treffen Alpha-Strahlen auf Berylliumkerne, so entstehen Kohlenstoffkerne, wobei ein Neutron mit hoher Energie fortgeschleudert wird:

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + ^{4}_{2}\alpha \rightarrow ^{12}_{6}\mathrm{C} + ^{1}_{0}\mathrm{n}$$

$$\text{oder: } ^{9}_{4}\mathrm{Be}\ (\alpha, \mathrm{n})\ ^{12}_{6}\mathrm{C}$$

Dieser (α, n)-Prozeß wurde 1932 von *Chadwick* entdeckt. Die Trefferwahrscheinlichkeit der α-Strahlen für die Berylliumkerne läßt sich verhältnismäßig einfach dadurch erhöhen, daß man den Alpha-Strahler mit Berylliumpulver mischt. Damit ist eine Möglichkeit gegeben, Neutronenstrahlen zu erzeugen. Man nennt eine solche Kombination von Alpha-Strahler und Beryllium eine *Neutronenquelle.* Je nachdem, welcher Alpha-Strahler verwendet wird, ist die Neutronenausbeute einer solchen Quelle verschieden. Verwendet man als α-Strahler 1 mg Radium (Ra-226), so kann man etwa mit $1{,}7 \cdot 10^4$ Neutronen je Sekunde rechnen. (Näheres siehe Abschnitt 11.1.8.)
Außer den (α, n)-Prozessen kennt man noch andere Kernprozesse, bei denen Neutronenstrahlen entstehen. So können in einem elektrischen Feld auf hohe Energie beschleunigte Deuteronen mit bestimmten Kernen ebenfalls Neutronenstrahlen auslösen. Deuteronen sind die Kerne des schweren Wasserstoffs $^{2}_{1}\mathrm{d}$. Derartige Prozesse sind z. B.

$$^{7}_{3}\mathrm{Li}\ (\mathrm{d}, \mathrm{n})\ 2 \cdot ^{4}_{2}\mathrm{He}$$

$$^{9}_{4}\mathrm{Be}\ (\mathrm{d}, \mathrm{n})\ ^{10}_{5}\mathrm{B}$$

Man nennt in der Kerntechnik das Material, das mit einer radioaktiven Strahlung beschossen wird, das *Target.* In den letzten Beispielen wurden Lithium und Beryllium als Target verwendet.

Auch hohe γ-Energien vermögen Neutronenstrahlen in (γ, n)-Prozessen zu erzeugen. Derartige Neutronenquellen nennt man auch *Photoneutronenquellen.*

$$^{9}_{4}\mathrm{Be}\ (\gamma, \mathrm{n})\ ^{8}_{4}\mathrm{Be}^{*}$$

Neutronenquellen, die erst nach Einschalten einer Beschleunigungsspannung o. ä. wirksam werden, werden auch *Neutronengeneratoren* genannt. Sie haben den Vorteil, daß sie nur dann Neutronenstrahlen aussenden, wenn diese gebraucht werden.

Da Neutronen als ungeladene Teilchen keine Coulombsche Abstoßung von Atomkernen erleiden, sind sie zur Kernumwandlung als Geschosse weit besser geeignet als die Alpha-Strahlen. Diese Wirkung der Neutronenstrahlen ist energieabhängig. Im allgemeinen sind die Trefferwahrscheinlichkeiten bei geringeren Neutronenenergien höher. Man kann Neutronen im Gegensatz zu geladenen Teilchen nicht beschleunigen, wohl aber durch Energieabgabe bei Zusammenstößen verlangsamen. Diese Energieverminderung nennt man *Moderation*. Die bei den angeführten Kernprozessen entstehenden Neutronenstrahlen bestehen aus energiereichen oder schnellen Neutronen.

4.3. Energiebereiche der Neutronen

Da die Wechselwirkungen der Neutronen mit der Materie von der Geschwindigkeit der Neutronen sehr abhängig sind, faßt man Neutronen bestimmter Energiebereiche in Gruppen zusammen:
Man unterscheidet *schnelle Neutronen* mit Energien zwischen 20 keV und 10 MeV, *mittelschnelle Neutronen* mit Energien im keV-Bereich und *langsame Neutronen*, deren Energien im eV-Bereich und darunter liegen.
Innerhalb des Gebietes der langsamen Neutronen interessieren häufig besonders die *thermischen Neutronen*, deren Geschwindigkeit der allgemeinen Wärmebewegung der Materieteilchen entspricht. Die Energie der thermischen Neutronen liegt bei 0,025 eV. Neutronen mit noch geringerer Energie heißen *kalte Neutronen*, etwas schnellere mit Energiewerten um etwa 1 bis 100 eV *epithermische Neutronen*; diese zählen also auch zu den langsamen Neutronen. Bei sehr hohen Neutronenenergien (über 10 MeV) müssen die Gesetze der Relativitätstheorie angewendet werden. Derartige besonders schnelle Neutronen werden daher auch *relativistische Neutronen* genannt.

4.4. Neutronenabsorber und Moderatoren

Wenn auch Neutronenstrahlen sich zur Umwandlung von Kernen gut eignen, so reagieren doch nicht alle Kerne mit ihnen. Es gibt Kerne, die Neutronen nicht aufnehmen, also auch keine Reaktion mit ihnen zeigen und lediglich elastische Stöße mit ihnen haben. Es gibt Kerne, die mit Neutronen so reagieren, daß der Kern radioaktiv wird. (Vgl. den Abschnitt 7 über Aktivierung in diesem Buche.) Es gibt aber auch Kerne, die ein Neutron leicht in sich aufnehmen, ohne daß sich an der Stabilität des Kernes etwas ändert, außer daß Energie abgestrahlt wird. Stoffe, die ganz oder teilweise aus Atomen mit derartigen Kernen bestehen, haben also die Eigenschaft, Neutronen aufzusaugen oder wegzufangen. Man nennt derartige Stoffe *Absorber*. Zu den bekanntesten Absorbern gehören Kadmium, Bor und auch Lithium.
Will man Neutronen verlangsamen (moderieren), so muß man sie durch Stoffe schicken, deren Kerne nicht mit ihnen reagieren, sondern lediglich durch elastische Zusammenstöße den Neutronen Energie entziehen. Derartige Stoffe heißen *Moderatoren*. Da die Energieabgabe beim elastischen Stoß am größten ist, wenn stoßende und gestoßene Masse annähernd gleich sind, ergibt sich, daß Stoffe mit leichten Kernen die besseren Moderatoreigenschaften haben. Vorausgesetzt ist jedoch, daß sie keine Kerne enthalten, die Neutronen absorbieren oder mit ihnen reagieren. Man verwendet zum Moderieren von Neutronen meist Wasser (H_2O), schweres Wasser (D_2O), Beryllium (Be) oder Graphit (C), aber auch kohlenwasserstoffhaltige Kunststoffe (Tabelle Bild 28).

Bild 28. Tabelle zur Moderation

	p	d	C	Pb
Masse des gestoßenen Atomkerns	1	2	12	206
Maximale Energieabgabe des Neutrons	100%	89%	28,4%	1,9%
Durchschnittlich erforderliche Abbremsstoßzahl	18	25	110	1900

Kernumwandlungen mit Hilfe von Neutronenstrahlen sind ein Hauptteil der künstlichen Radioaktivität und nehmen in der Kerntechnik eine besonders wichtige Stellung ein. Daher wird auf die Wechselwirkungen zwischen Neutronenstrahlen und Materie in späteren Abschnitten dieses Buches näher eingegangen (vgl. Abschnitt 7, sowie 10.15. und 10.16.).

4.5. Kernspaltung

4.5.1. *Spaltprozesse*

Zu den Kernumwandlungen, die durch Neutronentreffer hervorgerufen werden, gehört auch die *Kernspaltung*. Darunter versteht man das Zerfallen eines getroffenen schweren Kernes in zwei Kerne mittlerer Größe und damit die Verdoppelung der Atomzahl. Diese Erscheinung ist bisher an einigen wenigen der größten bekannten Kerne festgestellt worden. Sie wurde 1938 durch *Otto Hahn* und *Fritz Straßmann* am Uranisotop U-235, das zu 0,72% im natürlichen Uran enthalten ist, entdeckt. Dort wird sie hauptsächlich durch langsame Neutronen verursacht. Die beiden neuen Kerne, hier manchmal auch Spaltbruchstücke genannt, sind dabei im allgemeinen nicht gleich, sondern verschieden groß. Ihre Massenwerte verhalten sich meist etwa wie 3:2. Da – wie anfangs erläutert (vgl. 1.4.) – die schweren Kerne etwa 1,6mal soviel Neutronen wie Protonen haben, bei den mittelschweren Kernen jedoch im stabilen Zustand das Neutronen-Protonenverhältnis unter 1,5 liegt, sind die Spaltstücke im allgemeinen Kerne mit Neutronenüberschuß und damit (vgl. 2.2.2.) β-Strahler. Außerdem werden bei der Kernspaltung noch einige Neutronen als schnelle Neutronen abgestrahlt.

Welche Bruchstücke bei einer Kernspaltung entstehen, läßt sich nicht voraus bestimmen. Bei U-235 kennt man unter anderen z. B. folgende Spaltprozesse:

$$^{235}_{92}U + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{140}_{55}Cs + ^{94}_{37}Rb^* + 2 \cdot ^{1}_{0}n$$

$$^{235}_{92}U + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{144}_{56}Ba^* + ^{89}_{36}Kr^* + 3 \cdot ^{1}_{0}n$$

$$^{235}_{92}U + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{145}_{57}La^* + ^{87}_{35}Br^* + 4 \cdot ^{1}_{0}n$$

Im Durchschnitt werden bei diesen Prozessen etwa 2,5 Neutronen je Spaltung abgestrahlt. Nun werden 0,7% dieser schnellen Neutronen von dem Spaltkern

nicht sofort, sondern erst nach einigen Sekunden ausgestoßen. Für diese verspäteten Neutronen hat sich die (nicht ganz korrekte) Bezeichnung „*verzögerte Neutronen*" eingeführt. Im Gegensatz dazu nennt man die sofort frei werdenden Neutronen „*prompte Neutronen*". Die Erscheinung, daß einige Neutronen erst mit einer zeitlichen Verzögerung auftreten, ist die Grundlage für die Steuerung von Kernreaktoren (vgl. 10.9. Nr. 2). Die Freisetzung von Neutronen bei solchen Spaltprozessen macht die Kernspaltung zu einer der wichtigsten Neutronenquellen.

4.5.2. *Kettenreaktion*

Wenn die entstehenden Neutronen moderiert werden und dann als langsame Neutronen wieder auf U-235-Kerne treffen, so erzeugt jedes Neutron wieder zwei bis drei neue Neutronen, die wiederum je eine Kernspaltung hervorrufen können, bei der Neutronen entstehen. Es zeigt sich, daß sich auf diese Weise die Zahl der entstehenden Neutronen und damit auch die Zahl der Kernspaltungen in Potenzen vermehrt (Bild 29). Eine derartige sich selbst unterhaltende oder – wie hier – sich selbst potenzartig vermehrende Folge von Reaktionen nennt man eine *Kettenreaktion.* Da die entstehenden schnellen Neutronen für Kernspaltungen nicht so gut geeignet sind, wie langsame Neutronen, müssen die entstandenen Neutronen zunächst eine Strecke in der Materie zurücklegen, wobei sie durch Zusammenstöße mit Kernen moderiert werden. Hierbei wird es vorkommen, daß die Neutronen aus dem Uran entweichen und damit für weitere Spaltung verloren gehen. Je größer allerdings die U-235-Menge ist im Verhältnis zu ihrer Oberfläche, um so weniger Neutronen gehen prozentual verloren, um so mehr stehen zur Aufrechterhaltung der Kettenreaktion zur Verfügung. Da – gleiche Form vorausgesetzt – die Oberfläche mit der 2. Potenz linearer Vergrößerung wächst, die Masse jedoch mit der 3. Potenz, gibt es für jede gegebene Form eine Mindestmenge U-235, bei der eine solche Kettenreaktion gerade zustande kommt. Diese Menge an spaltbarem Material wird seine *kritische Masse* genannt.

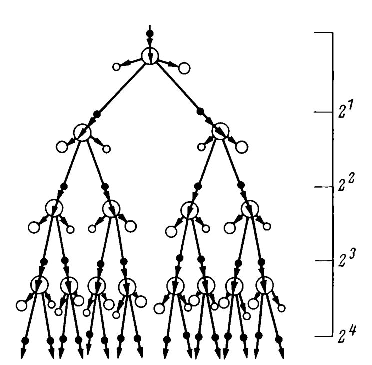


Bild 29. Kettenreaktion der Kernspaltung, generationsweise Vermehrung der Neutronen (k = 2)

Bei der Spaltung jedes einzelnen U-235-Kernes wird eine Kernbindungsenergie von etwa 200 MeV frei. Es entsteht also bei einer solchen Kettenreaktion eine ungewöhnlich hohe Energiemenge. Bei einem Kilogramm U-235 sind das etwa $17 \cdot 10^9$ kcal, eine Größe, die dem Heizwert von 2200 t Kohle entsprechen würde. Die Energie wird zu etwa 90% als Wärme frei und zu 10% als β- und γ-Strahlung.

4.5.3. *Atombombe*

Mit dem Begriff der kritischen Masse ist auch bereits das Bauprinzip einer Bombe gegeben, in der durch Kettenreaktion diese übermäßig hohe Energie praktisch momentan frei wird, der sogenannten Atombombe:
Spaltbares Material, also z. B. U-235, befindet sich in der Bombe in zwei getrennten unterkritischen Mengen. Zur Zündung werden diese Teile zu einer überkritischen Menge durch einen Sprengsatz zusammengeschossen. Da stets einzelne freie Neutronen vorhanden sind, ist keine besondere Neutronenquelle nötig, um eine praktisch momentan einsetzende Kettenreaktion der Kernspaltung auszulösen.
Die dabei sofort frei werdende überaus große Energiemenge läßt sich praktisch nur zu zerstörender Wirkung einsetzen. Es sei aber auch auf eine mögliche technisch positive Verwendung hingewiesen: Mit richtig angeordneten unterirdischen Atomsprengsätzen lassen sich in unbesiedeltem Gebiet große Erdbewegungen ausführen, wie sie etwa bei Kanalbauten erforderlich sind. Man hat inzwischen gelernt, unterirdische Atomsprengungen so durchzuführen, daß ihre mechanische Wirkung, Einbruch des Erdreichs, an gewünschter Stelle erfolgt, ohne daß radioaktives Material an die Oberfläche kommt.

4.5.4. *Geregelte Kernenergiegewinnung*

Eine praktische Nutzung der hier frei werdenden großen Energiemengen ist sonst nur gegeben, wenn diese Energien allmählich nach Bedarf in kleineren Mengen abgerufen werden können, wenn also die auftretende Kettenreaktion und damit die Zahl der jeweils für die Kernspaltung zur Verfügung stehenden Neutronen gesteuert wird. Das geschieht im sogenannten *Kernreaktor*. Auch hier muß die Menge des spaltbaren Materials größer als die kritische Menge sein. Sie wird aber nur so geringfügig überschritten, daß die kritische Menge ohne die verzögerten Neutronen nicht erreicht ist. Nun hat man in den durchschnittlich 10 Sekunden Verzögerungszeit die Möglichkeit, mit Absorbern mehr oder weniger Neutronen wegzufangen, so daß die Energiefreisetzung in den gewünschten Grenzen bleibt. Näheres darüber wird in dem Abschnitt über Kernreaktoren (10.) angeführt.

4.6. **Positronenstrahlung**

Durch Kernbeschuß entstehen Kerne und Strahlungen, die bei der natürlichen Radioaktivität nicht beobachtet werden. Als Beispiel seien folgende auseinander hervorgehende Kernprozesse angeführt, die durch auf Aluminium auftreffende Alphastrahlen ausgelöst werden. Es entsteht ein instabiles Phosphorisotop und Neutronen-Strahlung.

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{30}_{15}\mathrm{P} + {}^{1}_{0}\mathrm{n}$$

$$^{30}_{15}\mathrm{P} \rightarrow {}^{30}_{14}\mathrm{Si} + {}^{0}_{+1}\mathrm{e}$$

$$(T_{\mathrm{H}} = 3\,\mathrm{min})$$

Beim Zerfall des Phosphorisotops entsteht ein Siliziumkern. Gleichzeitig wird eine Strahlung ausgesandt, die der Betastrahlung entspricht, nur ist das ausgesandte Elektron positiv geladen. Positiv geladene Elektronen, Positronen, entstehen auch bei der Paarbildung, einer Wechselwirkung energiereicher Gammastrahlung mit Materie (vgl. 2.2.3.[3.].). Hier ist also ein Kern entstanden, der unter Aussendung von *Positronenstrahlen* oder *β^+-Strahlen,* zerfällt. Die

Fajansschen Verschiebungsregeln müssen entsprechend ergänzt werden, daß bei Positronenstrahlung die Massenzahl erhalten bleibt, die Ordnungszahl aber um eins kleiner wird. Man kennt eine große Anzahl Kerne, die Positronenstrahler sind. Stets handelt es sich dabei um Kerne mit einem relativen Protonenüberschuß (oder Neutronenmangel). Entsprechend der Entstehung der β-Strahlen bei Kernen mit relativem Neutronenüberschuß (vgl. 2.2.2.) nach der Umwandlung

$$\mathbf{n} \rightarrow \mathbf{p} + (E) + \beta + \bar{}$$

kommt es bei einem relativen Protonenüberschuß, falls der betreffende Kern gegenüber dem Endkern auch einen Energieüberschuß von mindestens 1 MeV hat, zur Umwandlung eines Protons in ein Neutron. Dabei werden ein Positron und ein Neutrino frei:

$$\mathbf{p} + (E_{\mathrm{M}}) \rightarrow \mathbf{n} + \beta^{+} + \mathbf{v}$$

(E_M = Energiewert der Massen $\beta^+ + \beta^- = 1{,}02$ MeV, vgl. Paarbildung 2.2.3.[3.].)

4.7. K-Strahlung

Ist in einem Kern ein relativer Protonenüberschuß, steht aber die für die Protonenumwandlung erforderliche Energie nicht zur Verfügung, so kann es besonders bei Kernen mit großer Ladung vorkommen, daß der Kern ein Elektron der innersten Schale (K-Schale) einfängt, das dann zusammen mit einem Proton im Kern ein Neutron bildet. Diesen Vorgang nennt man *K-Einfang* (Bild 30).

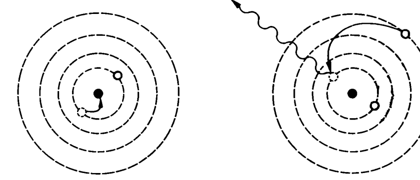


Bild 30. Vorgänge in der Elektronenhülle bei K-Strahlern (K-Einfang und K-Strahlung)

Die dadurch entstandene Lücke in der K-Schale wird durch ein aus höheren Schalen nachstürzendes Elektron aufgefüllt. Bei diesem Vorgang wird (ähnlich wie bei der Lichtemission) Energie frei, die wie γ-Strahlung ausgesandt wird. Diese Strahlung wird daher *K-Strahlung* genannt. Obwohl sie von der Atomhülle ausgeht, ist sie doch durch einen Vorgang im Kern veranlaßt. Daher rechnet auch die K-Strahlung zu den Kernstrahlungen. Bezüglich des Kernergebnisses ist der K-Einfang dem e^+-Prozeß, der Positronenstrahlung, gleichwertig: Auch hier liegt keine Änderung der Massenzahlen vor, während die Kernladung, die Ordnungszahl, um eins kleiner wird. Ein Beispiel dafür ist folgende Folge von Kernprozessen:

$${}^{58}_{28}\mathrm{Ni}\ (\alpha, \mathrm{p})\ {}^{61}_{29}\mathrm{Cu}^*\ (\mathrm{K})\ {}^{61}_{28}\mathrm{Ni}$$

4.8. Der Massendefekt

Aus Massenzahl A und Ordnungszahl Z kennt man die Zahl der Protonen *(Z)* und der Neutronen *(A–Z)* eines Kernes. Die Massenwerte dieser Kernteile, wie auch

der Kerne sind genau bestimmt. Man bezieht sie auf die atomare Masseneinheit $u = \frac{1}{12} \cdot m(\text{C-12})$. Es ergibt sich, daß die Masse eines Protons 1,00727 u und die Masse eines Neutrons 1,00866 u ist. Summiert man die Massen der Nukleonen eines Kernes, so ist diese Summe stets größer als die Masse des Kernes. Diese hier bestehende Differenz zwischen der Summe der Nukleonenmassen und der Kernmasse nennt man den *Massendefekt* Δm des betreffenden Kernes.

Beispiele:

Der Heliumkern wird aus 2 Protonen und 2 Neutronen gebildet.

Die Summe der Nukleonen ist		4,0320 u.
Der Heliumkern hat aber nur		4,0013 u.
Es besteht also ein Massendefekt von	$\Delta m =$	0,0307 u.

Die Summe der Nukleonenmassen des O-16-Kernes ist		16,1274 u.
Die Masse des O-16-Kernes ist aber nur		15,9949 u.
Der Massendefekt ist	$\Delta m =$	0,1325 u.

Die Summe der Nukleonenmassen des Pb-208-Kernes ist		209,686 u,
die Masse des Pb-208-Kernes ist dagegen		207,977 u.
Der Massendefekt ist	$\Delta m =$	1,709 u.

4.9. Die Kernbindungsenergie

Der Massendefekt bedeutet also, daß beim Zusammenschluß der Kernteile zu einem Kern Masse verloren geht. Diese Masse muß also in Energie umgewandelt sein. Sie ist die *Bindungsenergie der Nukleonen*. Diese Bindungsenergie erhält, da sie einem Massenschwund entspricht, ein *negatives Vorzeichen*. Die Umrechnung von Masse in Energie nach dem Einsteinschen Satz $E = m \cdot c^2$ sieht für die atomare Masseneinheit u selbst folgendermaßen aus:

$$1\,\text{u} = 1{,}66028 \cdot 10^{-27}\,\text{kg}, \quad c = 2{,}9979 \cdot 10^{8}\,\frac{\text{m}}{\text{sec}},$$

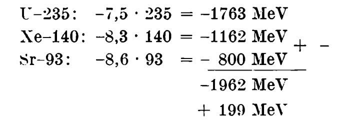
$$1\,\text{u} = 1{,}66028 \cdot 10^{-27} \cdot 8{,}9874 \cdot 10^{16}\,\text{N} \cdot \text{m} = 14{,}9216 \cdot 10^{-11}\,\text{N} \cdot \text{m}$$

$$1\,\text{u} = 14{,}9216 \cdot 10^{-11} \cdot 6{,}242 \cdot 10^{12}\,\text{MeV}$$

$$\mathbf{1\,u = 931{,}4\,MeV} \tag{40}$$

Danach bestimmt sich die Bindungsenergie
eines Deuterons (d) zu $-2{,}2$ MeV,
eines Alphateilchens zu -28 MeV und
eines U-235-Kernes zu -1800 MeV.

Die Bindungsenergie wächst mit der Zahl der Nukleonen, aber nicht proportional zu ihr. Man bestimmt daher die *Bindungsenergie eines Kerns je Nukleon*, indem man die Kernbindungsenergie durch die Zahl der Nukleonen des Kerns teilt. Dieser Wert ist (abgesehen von den leichten Kernen, wo er absolut geringer ist) etwa -8 MeV je Nukleon. Er hat einen Höchstbetrag von etwa $-8{,}7$ MeV für mittelschwere Kerne mit Massenzahlen zwischen 50 und 80. Da die schweren Kerne, wie Uran, eine Bindungsenergie je Nukleon von $-7{,}5$ MeV haben, wird also bei ihrer Spaltung in zwei mittelschwere Kerne positive Energie frei (Bild 31).



U-235: −7,5 · 235 = −1763 MeV
Xe-140: −8,3 · 140 = −1162 MeV +
Sr-93: −8,6 · 93 = − 800 MeV −
−1962 MeV
+ 199 MeV

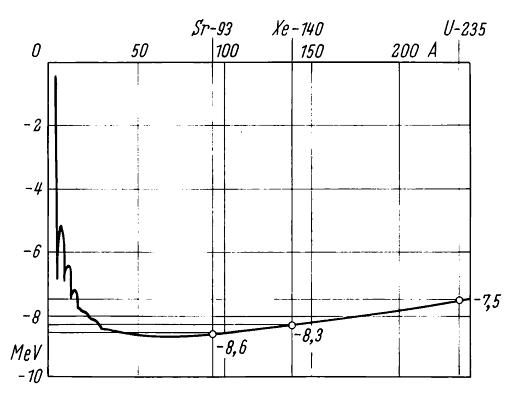


Bild 31. Bindungsenergie je Nukleon mit Energiebilanz einer Urankernspaltung

4.10. Kernfusion

Die Kurve (Bild 31) zeigt, daß ein noch weit größerer Energiebetrag als bei der Spaltung schwerer Kerne in zwei mittelschwere frei wird, wenn man zwei leichte Kerne zu einem Kern vereint, bei der sogenannten *Kernfusion.*
Während bei der chemischen Verbrennung $C + O_2 \rightarrow CO_2$ je Mol 96 kcal entstehen, werden bei der Kernfusion $2 \cdot {}_1^1H + 2 \cdot {}_0^1n \rightarrow {}_2^4He$ je Mol 630 Millionen kcal frei! Fünfzig Millionen Kilokalorien je Mol entstehen bereits, wenn ein Proton und ein Neutron zu einem Deuteron vereinigt werden. Die Kernbindungsenergien sind also mehrere Millionen mal größer als die chemischen Bindungsenergien der Moleküle, die nur einige Elektronenvolt betragen.
In den in der Technik sonst üblichen Maßen bedeutet der Massendefekt bei der Kernfusion, daß z. B. 1 kg Wasserstoff nur 993 g Helium ergeben würde und daß dieser Massendefekt von 7 g eine frei werdende Energie von 175 Millionen kWh darstellt!
Der Fusion von Kernen steht die Tatsache entgegen, daß die Kerne im allgemeinen wegen ihrer sie umgebenden Elektronenschalen nicht so nahe zusammen kommen können, daß sie sich vereinen. Hierfür ist der sogenannte Plasmazustand der Materie notwendig, bei dem infolge übermäßig starker Wärmebewegung die Elektronenhüllen zerschlagen sind. Dieser Zustand setzt aber Ausgangstemperaturen von einigen Millionen Grad voraus. Aus diesem Grunde ist eine geregelte Gewinnung der Fusionsenergie noch nicht möglich, während die Fusionsbombe, die sogenannte Wasserstoffbombe die Richtigkeit dieser Berechnungen erwiesen hat. Hier wird die genannte hohe Ausgangstemperatur zur Erreichung des Plasmazustandes durch eine Kernspaltungsbombe als Zünder erreicht.

4.11. Das freie Neutron

Die Umwandlungsvorgänge zwischen Proton und Neutron bei der Entstehung der β-Strahlen und der Positronenstrahlen bringen die Vermutung, daß das Neutron aus der Summe eines Protons und eines Elektrons besteht. Die Berechnung der Massensummen zeigt hierbei ein überraschendes Ergebnis:

Die Masse eines Protons ist	1,00727 u,
die Masse eines Elektrons	0,00055 u.
Die Summe ergibt sich zu	1,00782 u,
während die Masse des Neutrons	1,00866 u ist.

Hier ist also die Summe der Einzelmassen geringer als die Gesamtmasse. Man nennt dies einen *negativen Massendefekt*, $\Delta m = -0{,}00084$ u. Daraus folgt, daß ein *freies Neutron nicht beständig* ist und unter Energieabgabe von $0{,}00084 \cdot 931{,}4$ MeV $= 0{,}782$ MeV zerfällt:

$$\mathbf{n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} + 0{,}78\ MeV.}$$

(Die Neutrinomasse ist hierbei nicht berücksichtigt. Sie beträgt wahrscheinlich weniger als den 500. Teil der Elektronenmasse und kann daher hier vernachlässigt werden.)
Die Halbwertszeit des Neutronenzerfalls beträgt $T_H = 13$ min. Die mittlere Lebensdauer eines freien Neutrons ist demnach $\tau = 19$ min.

4.12. Energietönung bei Kernprozessen

Mit Hilfe des genauen Massenvergleichs bei Kernprozeßgleichungen kann man nunmehr die Energietönung des betreffenden Vorgangs bestimmen. Da gewöhnlich die genauen relativen Atommassen zwar von den neutralen Atomen, aber nicht von den Kernen bekannt sind, verwendet man anstelle der Kernmassen die Atommassen. Die Elektronenhüllen nehmen an den Kernprozessen nicht teil, aber die Ladungen bleiben vor und nach dem jeweiligen Prozeß erhalten. Man begeht also in der Rechnung keinen Fehler, wenn man bei jeder auftretenden Ladung die zugehörige Elektronenhülle vor und nach dem Prozeß massenmäßig hinzurechnet. So ist anstelle der Masse eines Protons die des Wasserstoffatoms, anstelle der Masse des Alphateilchens die des Heliumatoms hier zu verwenden.

Es sei zum *Beispiel* festzustellen, ob der bei Beschießung von Lithium-(Li-7)-Kernen mit Protonen ablaufende Prozeß $^7_3$Li (p, n) $^7_4$Be* exotherm oder endotherm verläuft, d. h. ob Energie dabei frei wird oder verbraucht wird, wie hoch diese Energie ist und wie groß sie bei 1 g Lithium als Ausgangsmaterial in kcal ist. Vor dem Prozeß bestehen als Massen A_r(Li-7) $= 7{,}0160$ und A_r(H-1) $= 1{,}0078$, nach dem Prozeß A_r(Be-7) $= 7{,}0169$ und A_r(n) $= 1{,}0087$. Daher wird

$$\Delta A_r = A_r(\text{Li}) + A_r(\text{H}) - A_r(\text{Be}) - A_r(\text{n}) = -0{,}0018\ \text{u}$$
$$\Delta E = -0{,}0018 \cdot 931{,}4\ \text{MeV} = -1{,}7\ \text{MeV}$$

Der Prozeß ist endotherm.

$$\Delta E = -1{,}7 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-13}\ \text{J} = -0{,}27 \cdot 10^{-12}\ \text{J}$$

$$1\ \text{g Li hat}\ \frac{6{,}023 \cdot 10^{23}}{7{,}016} = 8{,}6 \cdot 10^{22}\ \text{Atome}$$

$$E = -0{,}27 \cdot 10^{-12} \cdot 8{,}6 \cdot 10^{22}\ \text{J} = -2{,}3 \cdot 10^{10}\ \text{J} \approx -5{,}5 \cdot 10^{6}\ \text{kcal.}$$

5. Umweltradioaktivität

5.1. Radioaktivität der Erde und kosmische Strahlung

Will man die Intensität der radioaktiven Strahlen eines Nuklids messen, so merkt man, daß das Meßgerät bereits radioaktive Strahlung anzeigt, bevor das zu untersuchende Nuklid überhaupt in den Erfassungsbereich des Strahlenmeßgerätes gekommen ist. Man stellt einen stets vorhandenen sogenannten *Strahlenuntergrund* (background) fest, der in dem Meßgerät als Impulsrate von bestimmter Höhe, als sogenannter *Nulleffekt* angezeigt wird. Die Größe dieses Nulleffektes ist naturgemäß bei verschiedenen Meßapparaturen verschieden hoch, sie ändert sich aber auch je nach dem Meßort und der Zeit. Diese Verschiedenheiten weisen bereits auf die Ursachen dieses Strahlenuntergrundes hin:
Die örtlichen Unterschiede rühren von der verschieden starken *Radioaktivität der Erde* her. Wenn auch abbauwürdige Lager radioaktiven Materials, also z.B. von Uranerzen, sich nur an bestimmten Stellen befinden, so sind doch radioaktive Nuklide überall in der Erde verteilt. Bestimmte Zerfallsstufen der Zerfallsreihen sind gasförmige Strahler, wie Radon und Thoron, die zwar relativ kurze Halbwertszeiten haben, aber immer wieder aus der Erdoberfläche abgegeben werden. Daran liegt es, daß auch die Luft in der Nähe der Erde stets einen Anteil dieser Strahler und ihrer Folgeprodukte hat. Auch uns umgebendes Baumaterial (Ziegelsteine, Beton u. dgl.) hat, da es ja aus der Erde gewonnen ist, einen gewissen Anteil radioaktiver Strahler, so daß unser Lebensbereich schon aus diesem Grunde ohne radioaktive Strahlen nicht denkbar ist.
Die zeitlichen Schwankungen des Nulleffektes weisen aber auf einen anderen Anteil des Strahlenuntergrundes hin: Die Erde wird laufend aus dem Kosmos von sehr energiereichen Strahlungen der verschiedensten Art getroffen. Sie bestehen zu einem großen Teil aus Protonen und anderen Kernen mit Energien, wie sie sonst in der natürlichen Strahlung unbekannt sind. Die Energiewerte werden hier in Zehnerpotenzen von GeV angegeben (1 GeV $=$ 10^3 MeV). Diese Strahlungen stammen zum Teil von der Sonne. Darauf weist ein gewisses Nachlassen der Stärke des Nulleffektes in den Nachtstunden hin. Zum anderen Teil kommen diese Strahlen aus den Weiten des Weltraumes. Man nennt diesen Anteil die *kosmische Strahlung*. Sie trifft in den äußersten Schichten der Erdatmosphäre bereits auf deren Atomkerne, die dadurch zum Teil völlig zerstört werden: Ein Effekt, der nur bei derart hohen Energien beobachtet werden kann. Es entstehen dabei sehr kurzlebige Strahlenteilchen, deren Masse zwischen der Masse eines Nukleons und der eines Elektrons liegt. Aus diesem Grunde werden solche Teilchen *Mesonen* genannt. Es ist bereits eine größere Zahl solcher Mesonen bekannt und auch mit Namen (Pionen, K-Mesonen u.a.s. 13.2.) benannt worden. Diese Teilchen fliegen mit sehr hohen Energien weiter und erzeugen selbst wieder Strahlen in Wechselwirkungen mit anderen Kernen. Für die Forschung sind diese nur bei so extrem hohen Energien auftretenden Teilchen von ganz besonderer Bedeutung. Wegen ihrer Kurzlebigkeit (10^{-14} bis 10^{-6} sec) sind sie für die technischen Anwendungen nicht von Belang. Diese durch die kosmische Strahlung bereits in den oberen Schichten der Atmosphäre hervorgerufenen neuen Strahlungen, werden auch *sekundäre kosmische Strahlen oder Höhenstrahlen* genannt. Sie bestehen als Folgen mehrfacher Wechselwirkungen mit Atomkernen aus Quanten und Teilchenstrahlungen aller bekannten Arten und Energien, aber auch aus energiereichen Teilchen (Myonen), die tief in die Erde eindringen und

noch mehrere hundert Meter unter der Erdoberfläche nachgewiesen werden können. Außerdem tritt auch eine starke Neutrinostrahlung aus dem Kosmos in die Erde ein und ist ebenfalls in den tiefsten Bergwerken noch nachweisbar.
Die Höhenstrahlung ist dafür verantwortlich, daß es überall zu Ionisierungen und zum Auftreten freier Neutronen kommt. Auch werden durch diese Strahlen in der Atmosphäre die radioaktiven Isotope des Kohlenstoffs C-14 und des Wasserstoffs T-3 (Tritium) gebildet.

5.2. **Nulleffekt**

5.2.1. *Nulleffektverringerung*

Da der Strahlenuntergrund die Messung schwacher Strahlungen radioaktiver Nuklide erschwert, verringert man den Nulleffekt einer Messung, indem man in einer Panzerkammer mißt. Verwendet werden Meßkammern mit Wandungen aus mehreren Zentimeter starkem Stahl, Blei oder anderem Material hoher Dichte *(Bleikammern)*. Damit kann man die weniger durchdringenden Sekundärstrahlen und den Anteil der natürlichen Radioaktivität der Erde weitgehend abschirmen (vgl. Bilder 64 und 65). Stets aber wird durch den „härteren" Strahlenanteil ein gewisser Nulleffekt bleiben. Für besonders schwierige Messungen schwacher Intensität umgibt man den Strahlendetektor mit einem zweiten, der nur von der Höhenstrahlung getroffen wird. Man kann dann diejenigen Impulse unterdrücken, die infolge der Höhenstrahlung in beiden Detektoren gleichzeitig auftreten. Elektronische Schaltungen, die derart zeitlich zusammenfallende Impulse löschen, nennt man *Antikoinzidenzschaltungen.*

5.2.2. *Nulleffekt-Bestimmung*

Die Bestimmung des Nulleffektes geht also der Messung einer Strahlenintensität voraus. Sie dauert verhältnismäßig lange, um bei den nicht sehr starken Impulsraten eine einigermaßen sichere Aussage über die durchschnittlich in der Minute registrierten Impulse machen zu können. Da der Nulleffekt auch zeitlich schwankt, wird er bei längeren Strahlungsmessungen am Schluß nochmals bestimmt, so daß ein Mittelwert genommen werden kann.

6. Nachweismethoden für radioaktive Strahlung

6.1. Photographische Methoden

Die verschiedenen Reaktionen der Strahlung mit der Materie bilden die Grundlagen der Methoden des Nachweises radioaktiver Strahlung.
Die *chemisch-photographische Wirkung* hat seinerzeit überhaupt erst zur Entdeckung der Radioaktivität geführt. Sie wird bei verschiedenen Methoden des Nachweises benutzt. Photographische Filme oder Platten werden – ohne daß sie von Licht getroffen werden – durch radioaktive Strahlen „belichtet", d. h. sie zeigen dort, wo sie von der Strahlung getroffen wurden, nach der Entwicklung eine Schwärzung, deren Stärke der Strahlungsintensität entspricht. Man kann daher die photographische Wirkung außer zum bloßen Strahlungsnachweis auch gut zu Untersuchungen über die Strahlenintensität, sowie das Durchdringungsvermögen, bzw. die Strahlenabsorption verwenden. Zwei Hauptanwendungsgebiete beruhen darauf:
Einmal eignet sich bei bekannter Strahlenintensität und Energie die photographische Wirkung zur zerstörungsfreien *Werkstoffprüfung* im Durchleuchtungsverfahren, ähnlich wie dies auch bereits von der Verwendung der Röntgenstrahlen bekannt ist. Näheres darüber ist im Abschnitt über Radiographie (vgl. 9.1.) angeführt.
Andererseits wird mit Hilfe der photographischen Methode bei bekannten Absorbern auf Strahlenintensität und -energie geschlossen. Dies ist ein im *Strahlenschutz* übliches Verfahren, wo photographische Filme in sogenannte Plaketten eingeschlossen werden, die an bestimmten Stellen verschiedene Absorber haben. Diese Filme werden von den zu überwachenden Personen, die evtl. einer Strahlenbelastung ausgesetzt sind, getragen und nach einer festgesetzten Zeitdauer an zentraler Stelle entwickelt und ausgewertet. Diese Methode der nachträglichen Bestimmung einer Strahlenbelastung hat ihren besonderen Wert darin, daß sie nicht löschbar ist und damit einen dokumentarischen Charakter hat (Bild 32).
Ein weiteres Verfahren, das sich des Strahlennachweises mit der photographischen Wirkung bedient, ist die sogenannte *Autoradiographie.* Hierunter versteht man die Selbstabbildung von radioaktiv strahlenden Gegenständen, die eine entsprechende Zeit lang auf photographischem Material gelegen haben. Dieses Verfahren ist in der biologischen Forschung recht gebräuchlich, wenn z. B. festgestellt werden soll, wie sich radioaktiv markierte Stoffe (Salze oder Lösungen) in einem Lebewesen, etwa in einer Pflanze verteilen. In der Technik findet die Autoradiographie auch gelegentlich Verwendung, z. B. bei manchen Verschleißbestimmungen. Auch in der Luft- und Wasserüberwachung kann man sich autoradiographischer Methoden bedienen und dadurch z. B. auf Filtern sogenannte „heiße Teilchen" nachweisen, worunter einzelne Partikel besonders starker radioaktiver Konzentration verstanden werden (vgl. Bild 33).
Schließlich lassen sich mit Hilfe der photographischen Wirkung sogar die Bahnen einzelner Strahlen nachweisen. Man verwendet dazu sogenannte *Kernspurplatten* mit relativ dicker photographischer Emulsion. Die Spuren werden unter dem Mikroskop ausgewertet. Man kann aus der Art der Spuren auf die Ladung der Strahlenteilchen und ihre Energie schließen. Auch lassen sich Bahnwinkel bestimmen, die von Zusammenstößen mit Kernen der Emulsion herrühren. Besondere Anwendung finden Kernspurplatten bei der Erforschung hochenergetischer Teilchenstrahlung, wie sie in großen Höhen in der kosmischen Strahlung,

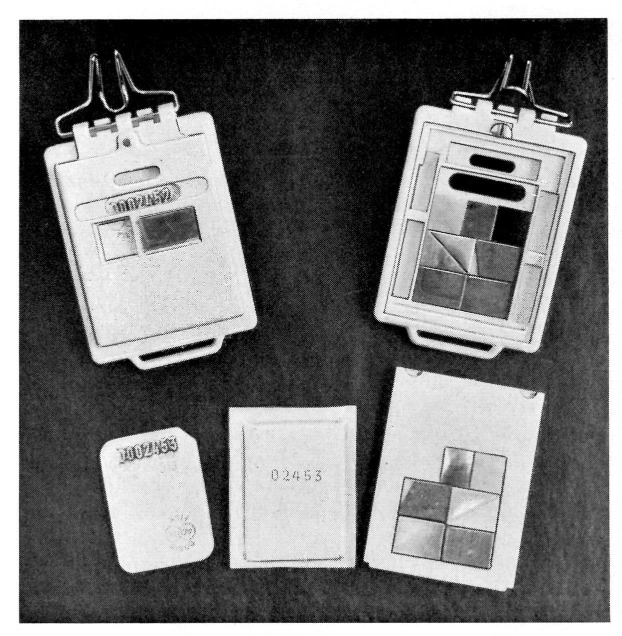


Bild 32. Strahlenschutzplakette
links oben: geschlossen, rechts oben und unten: geöffnet, links unten und Mitte: die in Folien eingeschweißten photographischen Filme

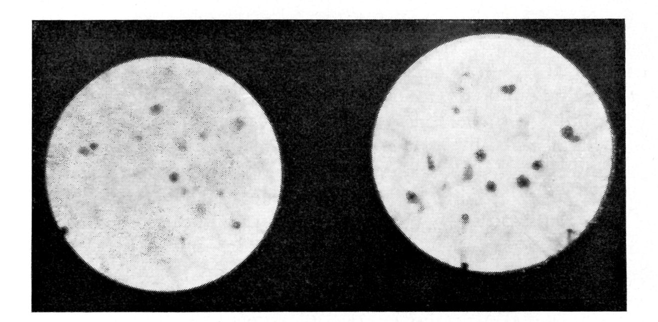


Bild 33. „Heiße Teilchen“ auf Filtern
(zur besseren Kontrastwirkung durch Nachbelichtung schwarzer Untergrund)

aber auch bei starken Teilchenbeschleunigern vorkommt. So wurden hiermit z. B. noch weitere Reaktionen zwischen so hochenergetischer Strahlung und Materie entdeckt, wie etwa die Spallation, worunter die Zertrümmerung eines getroffenen Kernes in viele Einzelteilchen verstanden wird (vgl. Bild 34).

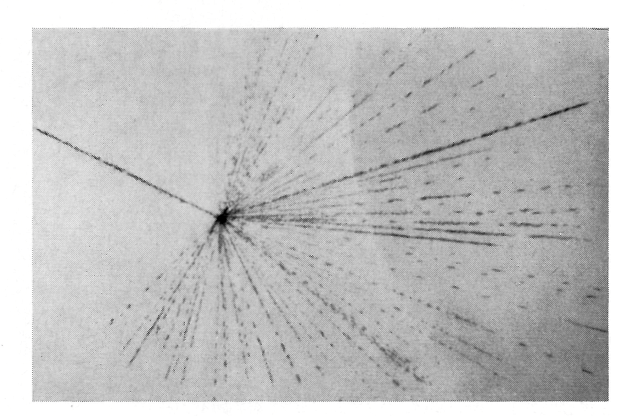


Bild 34

6.2. Sichtbare Strahlenspuren

6.2.1. *Nebelkammern*

Die meisten Nachweismethoden beruhen auf der *ionisierenden* Wirkung der radioaktiven Strahlungen. In der *Wilsonschen Nebelkammer* werden die erzeugten Ionen als Kondensationskerne benutzt und damit zur Anzeige der Strahlenwege durch Nebelspuren.

In einem feuchtigkeitsgesättigten Raum werden durch Anlegen einer elektrischen Gleichspannung alle vorhandenen Kondensationskerne entfernt. Wird dann durch plötzliche Druckminderung (Expansion) eine adiabatische Abkühlung hervorgerufen, so kann man bei seitlicher Beleuchtung für einen Augenblick die Nebelspuren der gerade vorhandenen ionisierenden Strahlung sehen, da im Moment der Expansion der Raum in der Kammer mit Feuchtigkeit übersättigt ist. Diese von *Wilson* angegebene Nebelkammer wird daher auch *Expansions-Nebelkammer* genannt. Aus Photographien dieser Nebelspuren kann man – besonders wenn sich die Kammer noch in einem starken Magnetfeld befand – viele Eigenschaften der betreffenden Strahlung erkennen. (Bilder 35 und 36.) In derartigen Nebelkammern konnten die ersten Atomumwandlungen der künstlichen Radioaktivität (*Rutherfordscher* Versuch) nachgewiesen werden, sowie andere grundlegende Entdeckungen, wie z. B. der Paarbildungseffekt und damit die Existenz der Positronen.

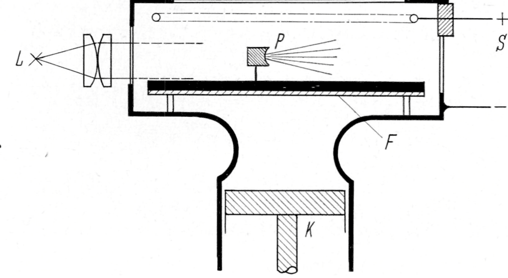


Bild 35. Expansionsnebelkammer
L Lichtquelle,
S Saugspannung,
P strahlendes Präparat,
F feuchte Filzplatte,
K Expansionskolben

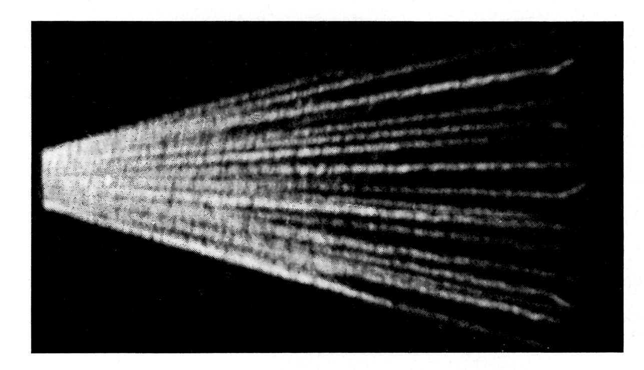


Bild 36. Nebelspuren von α-Strahlen

Um nicht von dem zufälligen Expansions-Augenblick abhängig zu sein, wurde eine dauernd wirksame, sogenannte *Diffusions-Nebelkammer* entwickelt, bei der durch starke Abkühlung der Grundfläche der Kammer über dieser Grundfläche eine feuchtigkeitsübersättigte Schicht entsteht, in der man über längere Zeit hin die Nebelspuren vorhandener radioaktiver Strahlen immer wieder neu entstehen sehen kann (Bilder 37, 38).

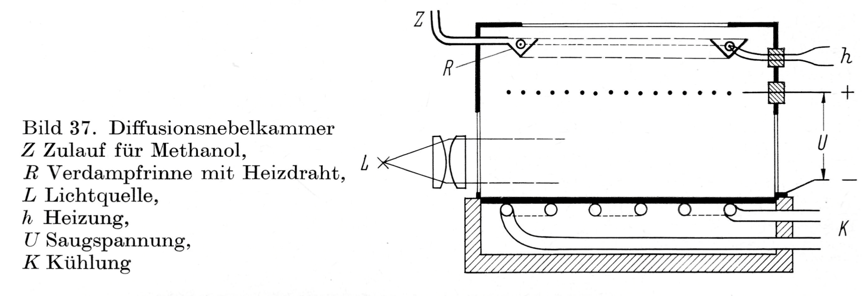


Bild 37. Diffusionsnebelkammer
Z Zulauf für Methanol,
R Verdampfrinne mit Heizdraht,
L Lichtquelle,
h Heizung,
U Saugspannung,
K Kühlung

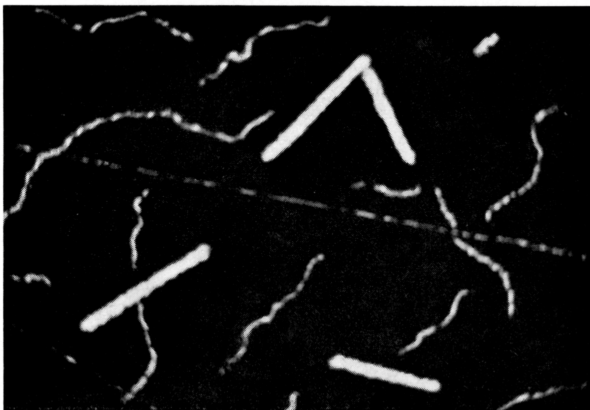


Bild 38. „Natürlicher Strahlenuntergrund" (Nulleffekt) in einer Diffusionsnebelkammer

6.2.2. *Blasenkammern*

So wie in einem feuchtigkeitsübersättigten Gasvolumen von radioaktiven Strahlen Nebelspuren gebildet werden, entstehen in „überhitzten" Flüssigkeiten ähnliche Spuren, die von kleinen Dampfbläschen gebildet werden. Diese Tatsache hat zur Entwicklung der *Blasenkammern* geführt. Als Flüssigkeiten werden Propan, Methyljodid und andere tief siedende Stoffe genommen, besonders geeignet ist flüssiger Wasserstoff. Die Flüssigkeit steht unter einem Druck, der größer sein muß als der Dampfdruck der betreffenden Temperatur. Bei plötzlicher Druckerniedrigung entstehen im Zustand des Siedeverzugs die Bläschenspuren der gerade vorhandenen Strahlungen. Bei Druckerhöhung ist der Anfangszustand sofort wieder hergestellt. Nicht nur die größere Geschwindigkeit in der Aktionsbereitschaft rechtfertigt den gegenüber Nebelkammern wesentlich größeren Aufwand der Blasenkammer, sondern auch die so viel größere Dichte des Mediums, wobei auf gleicher Wegstrecke eine viel größere Wahrscheinlichkeit von Zusammenstößen und daraus folgenden Ereignissen besteht. Die Blasenkammer ist daher ein wichtiges Gerät der Kernforschung.

6.3. **Ionisationskammern**

6.3.1. *Ionisationseffekt*

Man kann die ionisierende Wirkung radioaktiver Strahlen auch messen und damit die Strahlungen nachweisen. Ein elektrisches Feld zerfällt unter dem Einfluß ionisierender Strahlen, da die gebildeten Ionen das Dielektrikum leitfähig machen. Dieser Feldzerfall, der sich grundsätzlich mit einem Elektrometer oder Röhrenvoltmeter messend verfolgen läßt, ist somit in gewisser Weise ein Maß für die Strahlungsintensität. Die für diesen Zweck geeigneten Kondensatoren, in denen also ein elektrisches Feld unter dem Einfluß radioaktiver Strahlung abgebaut wird, nennt man *Ionisationskammern*, oft auch kürzer und nicht ganz korrekt: *Ionenkammern*. Es werden je nach Verwendungszweck und Strahlenart verschiedenartige Ionisationskammern mit zugehörigen Ladegeräten und Meßgeräten angewandt, die jedoch mit einer Normstrahlung radioaktiver Standardpräparate geeicht werden müssen. Meist verwendet man zylindrische Ionisationskammern, deren Anode gewöhnlich ein achsialer Stift ist, während der Zylindermantel von einem Kathodenblech gebildet wird (Bild 39).

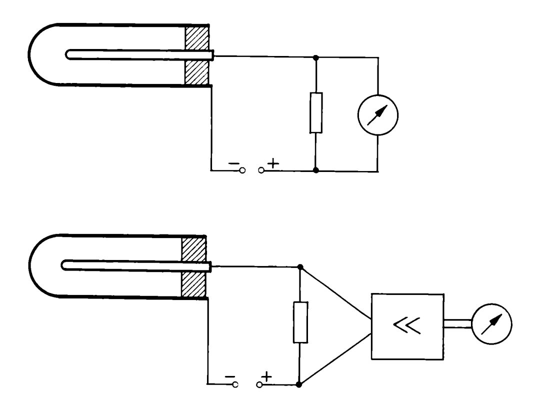


Bild 39. Ionisationskammern (indirekte Messung des Ionisationsstromes)

Bei einer Ionisation wird gewöhnlich ein Elektron eines Atoms abgespalten. Der verbleibende Atomrest bildet ein positives Ion. Lagert sich das Elektron einem neutralen Atom an, so entsteht ein negatives Ion; aber auch als einzelnes Elektron stellt es bereits ein negatives Ladungsteilchen dar. Man nennt das Ergebnis eines Ionisationsvorganges ein Ionenpaar. Die Ionen streben entsprechend ihrer Ladung zu der entgegengesetzt geladenen Elektrode der Ionisationskammer. Ihre Geschwindigkeit wächst bei zunehmender an dieser Kammer anliegender Spannung. Bei zu geringer Spannung ist daher die Wahrscheinlichkeit des Zusammentreffens mit einem entgegengesetzt geladenen Ion gegeben. Eine derartige Neutralisation von Ionenpaaren innerhalb des Raumes zwischen Anode und Kathode nennt man eine *Rekombination.* Die Häufigkeit derartiger Rekombinationen nimmt mit zunehmender Spannung, also höherer Ionengeschwindigkeit ab. Daher wächst bei gleicher einfallender Strahlung der gemessene Ionisationsstrom mit zunehmender Spannung bis zu einem der ionisierenden Wirkung der Strahlung entsprechenden Wert, dem *Sättigungsstrom,* an. Die Spannung einer Ionisationskammer muß also so hoch sein, daß mit Sicherheit ein Sättigungsstrom erzielt wird (Bild 40).

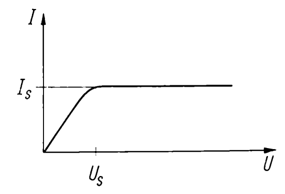


Bild 40. Strom-Spannungskurve einer Ionisationskammer bei gleichbleibend einfallender Strahlung. I_S Sättigungsstrom

Dieser Sättigungsstrom ist im allgemeinen jedoch immer noch so gering (um ca. 10^{-12} A), daß zu seiner Registrierung spezielle hochwertige Verstärker notwendig sind. Häufig bilden diese Verstärker zusammen mit dem Hochspannungsgenerator, der Ionisationskammer, den Batterien und dem Meßinstrument ein in sich geschlossenes Gerät, dessen Einzelteile aufeinander abgestimmt sind (Bilder 41, 157).

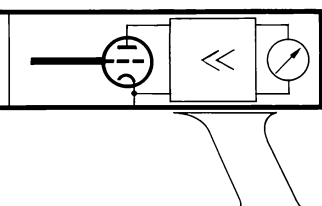


Bild 41. Tragbares Ionisationskammergerät

Eicht man ein solches Gerät mit Standardpräparaten, so lassen sich damit nicht nur *Reichweiten,* sondern auch *Intensitäten* radioaktiver Strahlungen und damit zusammenhängende Werte, wie *Halbwertszeiten* der betreffenden Strahler bestimmen. Zu beachten ist, daß der Ionisationseffekt energieabhängig ist. Auch die Strahlenart spielt eine Rolle. Da α-Strahlen weit mehr Ionen bilden als β-Strahlen, ist bei ihnen größenordnungsmäßig der Effekt um etwa zwei Zehnerpotenzen höher.

Um einen möglichst *energieproportionalen* Effekt zu erhalten, verschließt man die Ionisationskammer mit einer für Strahlen durchlässigen Folie und füllt das Innere bei einem gewissen Überdruck mit einem neutralen Gas. Dadurch wird die Reichweite der β-Strahlen herabgesetzt. Bei hinreichendem Volumen der Ionisationskammer entspricht die Reichweite der β-Strahlen in der Kammer und damit die gebildete Ionenzahl der jeweiligen Strahlenenergie.

6.3.2. *Taschendosimeter*

Für grobe Ablesungen kann man anstelle des Verstärkers direkt ein empfindliches Elektrometer verwenden, dessen Entladung in einer bestimmten Zeit dann ein Maß für die eingefallene Strahlung darstellt (Bild 42). Auf diesem Prinzip be-

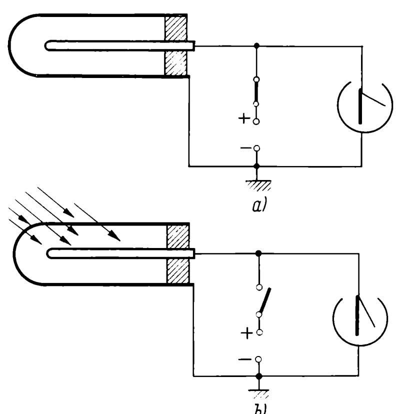


Bild 42. Ionisationskammer mit Elektrometer
a) Aufladung
b) Entladung

ruhen auch meist die *Taschendosimeter*, die wegen ihrer Form auch oft *Füllhalterdosimeter* genannt werden (vgl. Bilder 160 und 167). Hier ist die zylindrische Ionisationskammer in Achsenrichtung durchsichtig. Die Anode ist mit einem Quarzfadenelektrometer verbunden oder selbst direkt als solches ausgebildet. Ein Objektiv bildet den Quarzfaden als Querstrich auf einer Skala ab, die durch ein Okular betrachtet werden kann. Die Aufladung erfolgt mittels eines Spezialkontaktes durch eine äußere regelbare Gleichspannungsquelle (Bild 43).

6.4. **Proportionalzählrohre**

Wird die an einer Ionisationskammer anliegende Spannung erhöht, so kann man einen Effekt der *Gasverstärkung* erhalten:
Die Ionen und Elektronen werden auf ihrem Wege derart beschleunigt, daß sie beim Zusammenstoß mit den Molekülen des Kammergases weitere Ionen erzeugen. Infolge dieser Verstärkung ruft jeder einzelne einfallende Strahl einen *zählbaren Impuls* hervor. Hierbei ist die Stärke dieses Impulses der Zahl der längs der Strahlenreichweite gebildeten Primärionen und damit im allgemeinen der Energie des einfallenden Strahlenteilchens proportional. Aus diesem Grunde nennt man einen derartigen Strahlendetektor *Proportionalzählrohr*. Die stärkste Beschleunigung erfahren Ionen und Elektronen in einem zylindrischen Feld in

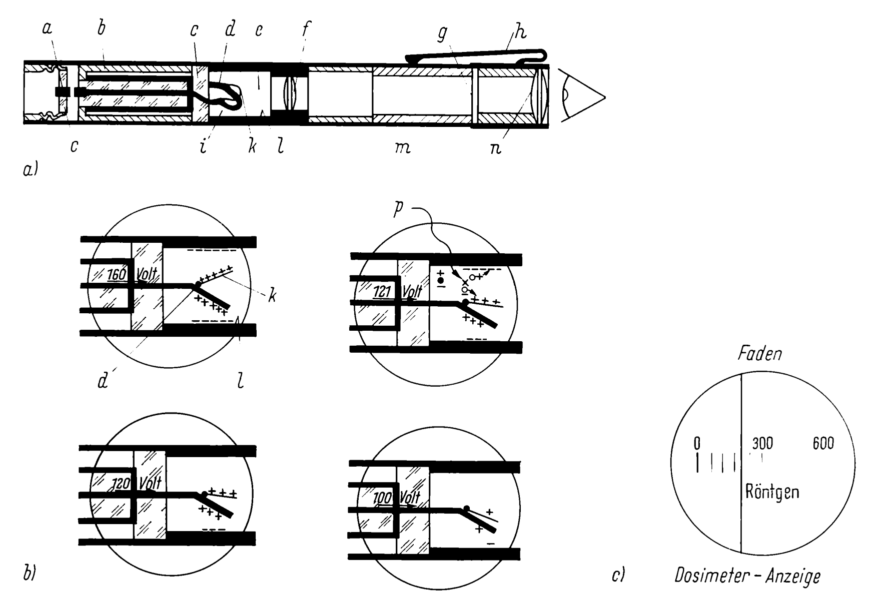


Bild 43. Arbeitsweise eines Taschendosimeters. (Werkzeichnung *AEG-Telefunken*)
a) Taschendosimeter
b) Wirkungsweise des Quarzfaden-Elektrometers
c) Ablesung der Dosimeteranzeige
a Ladeschalter, *b* Kondensator, *c* Isolator, *d* Rähmchen, *e* Luftraum, *f* Linse, *g* Glas-Skala, *h* Clip, *i* Elektrometer, *k* Quarzfaden, *l* Ionisationskammer, *m* Hülse, *n* Okular, *p* ionisierende Strahlung

der Nähe der achsialen Anode, da dort die Feldstärke am größten ist. Die Geschwindigkeit der Teilchen wird so groß, daß beim Auftreffen auf die Elektrode auch aus dieser Elektronen herausgeschlagen werden. Diese und die durch Stoßionisation aus den Gasmolekülen herausgeschlagenen Elektronen werden selbst wieder nach einer kurzen Wegstrecke so weit beschleunigt, daß sie weitere Ionisationen verursachen und auf diese Weise eine Elektronenlawine, die sogenannte *Townsendlawine* entsteht (Bild 44).
Von der Spannung des elektrischen Feldes ist die Beschleunigung und damit die Stärke dieser Lawine, also die schließlich gelieferte Impulshöhe abhängig. Die Gasverstärkung liefert hier je nach der Größe der anliegenden Spannung einen Verstärkungsfaktor von 10^2 bis 10^6. Das bedeutet, daß beim Betreiben eines Proportionalzählrohres (insbesondere wenn man aus der Impulshöhe auf die Strahlenenergie schließen will) auf äußerste *Konstanz der angelegten Spannung* zu achten ist (Bild 45)!

6.4.1. *Besondere Ausführungsformen*

Um α- und β-Strahlen in das Zählrohr gelangen zu lassen, darf die Massenbelegung der Zählrohrwand nicht zu hoch sein. Man verwendet als Kathodenzylinder da-

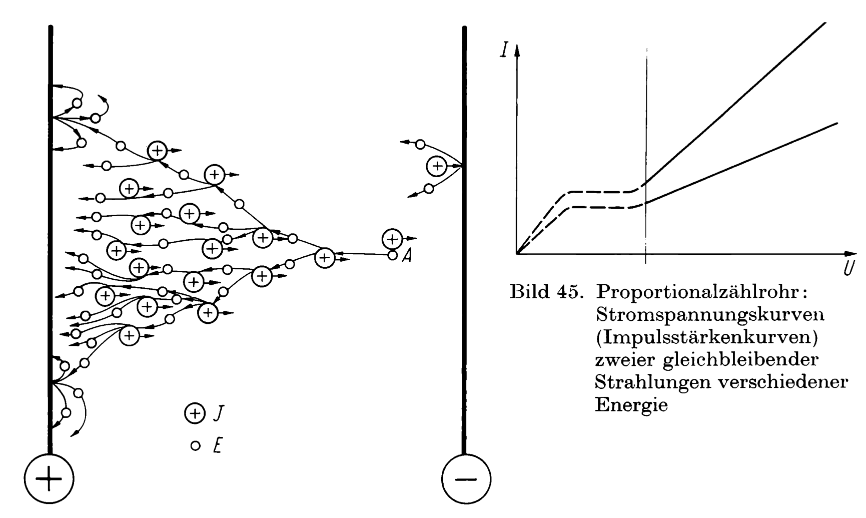


Bild 44. Mechanismus der Townsend-Lawine
J Ionen, *E* Elektronen, *A* primär gebildetes Ion

Bild 45. Proportionalzählrohr: Stromspannungskurven (Impulsstärkenkurven) zweier gleichbleibender Strahlungen verschiedener Energie

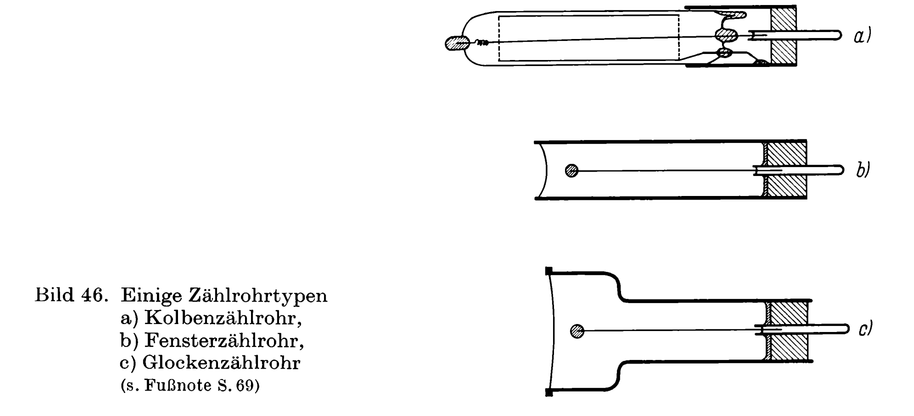


Bild 46. Einige Zählrohrtypen
a) Kolbenzählrohr,
b) Fensterzählrohr,
c) Glockenzählrohr
(s. Fußnote S. 69)

her auch durchlochte Bleche, Drahtnetze, Drahtspiralen u. dgl. Die Zählrohrwand wird dann z. B. aus einem extrem dünnen Glas gebildet. Auch stellt man Zählrohre her, bei denen nur eine besondere Stelle für den Durchlaß der Teilchenstrahlung bestimmt ist und mit einer dünnen gasdichten Folie oder Glimmermembran abgedeckt ist. Derartige Zählrohre heißen daher *Fensterzählrohre.* Glimmerfenster lassen sich bis zu einer Mindestdicke von etwa 3,5 μm oder 1 mg · cm^{-2} herstellen. Häufig ist der Grundkreis des Zählrohrzylinders als Fenster ausgebildet, so daß ein möglichst achsenparalleler Strahleneinfall gefordert wird. Macht man dann dieses Fenster etwas größer, so erhält das Zählrohr eine Glockenform und wird dann auch *Glockenzählrohr* genannt (Bilder 46, 47).

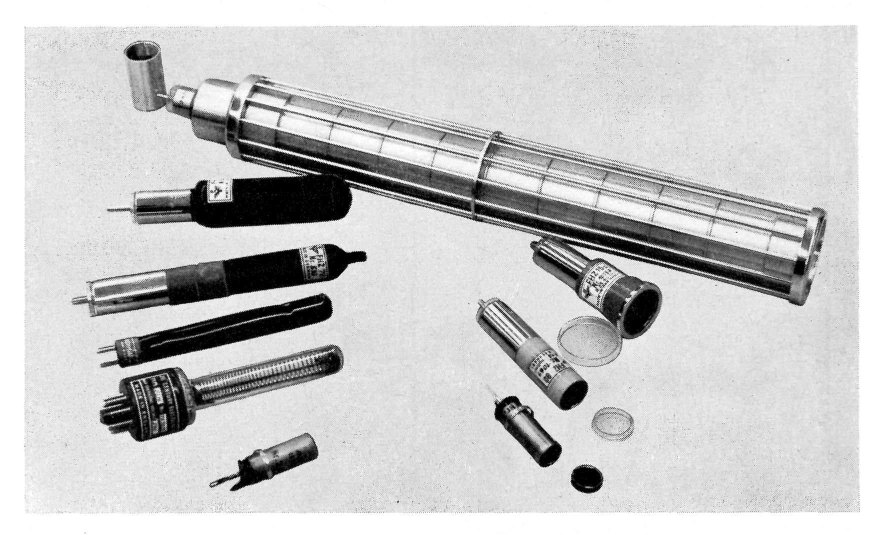


Bild 47. Abbildung verschiedener Zählrohre
rechts vorn: drei Fensterzählrohre, links und hinten: Kolbenzählrohre

6.4.2. *Gas-Durchflußzählrohr*

Bei sehr schwachen und energiearmen Strahlern kann auch ein dünnes Zählrohrfenster noch stören. Zur Messung derartiger α- und β-Strahlen verwendet man Proportionalzählrohre, bei denen das strahlende Präparat direkt in das Innere des Zählrohres gebracht wird. (Pulverförmige Präparate werden durch ein elektrostatisches Schutzgitter von den Feldkräften abgeschirmt.) Diese Zählrohre werden dann unter leichtem Überdruck von einem Zählgas (meist Methan oder auch Mischungen, wie Argon mit Methan) durchströmt und heißen *Gas-Durchfluß-Zählrohre*, Methandurchflußzähler u. ä. Ihr weiterer Vorteil ist, daß hier alle vom Präparat ausgehenden Strahlen erfaßt werden, soweit sie nicht nach unten auf die Unterlage gerichtet sind. Daher heißen diese 50% der ausgesandten Strahlen erfassenden Zähler auch „*2π-Zähler*“. Es gibt auch Durchflußzähler mit Zähldrähten (Anoden) über und unter dem Präparat, um alle ringsum ausgestrahlen Teilchen zu erfassen, sogenannte „*4π-Zähler*“ (Bilder 48 und 49).
Gasdurchflußzählrohre werden auch als Fensterzählrohre verwendet, wenn das Fenster so dünn sein muß, daß eine völlige Gasdichtheit nicht mehr gegeben ist. Man hat Gasdurchflußzähler konstruiert mit Fensterflächen von etwa 20 cm Durchmesser. Hier erscheint das Wort Zählrohr nicht mehr berechtigt, da nichts mehr an die Form eines zylindrischen Rohres erinnert.
Proportionalzählrohre und besonders Gasdurchfluß-Zählrohre eignen sich auch sehr gut bei längeren Messungen hoher Aktivitäten, da praktisch keine Alterungserscheinungen auftreten. (Vgl. hierzu den Abschnitt über die Lebensdauer der Auslösezählrohre, 6.5.1.)

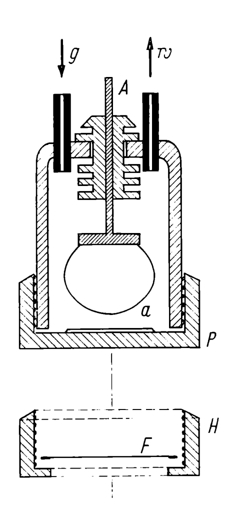


Bild 48. Gasdurchfluß-Zählrohr
g Gaszufluß, *w* Gasabfluß, *A* Anode, *a* Anodenschleife, *P* aufschraubbarer Präparathalter für 2π-Innenzählung, *H* aufschraubbarer Folienhalter, *F* Fensterfolie

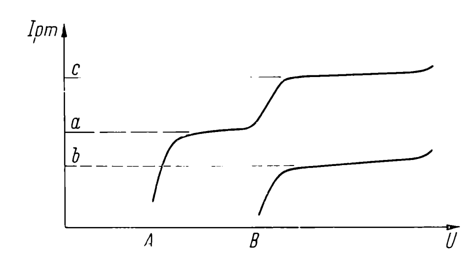


Bild 49. Charakteristik eines Methan-Durchfluß-Zählrohres
A Einsatzspannung bei α-Strahlung,
B Einsatzspannung bei β-Strahlung,
a) α-Plateau, *b*) β-Plateau, *c*) $\alpha + \beta$-Plateau

6.5. Auslöse-Zählrohre, Geiger-Müller-Zählrohre

Bei weiterer Steigerung der Spannung eines Zählrohres wird die Geschwindigkeit der Elektronen der Townsend-Lawine in der Nähe des Zähldrahtes (Anode), wo die Feldstärke besonders hoch ist, so groß, daß die Atome des Zählgases angeregt werden und Photonen aussenden. Diese rufen ihrerseits durch Photoeffekte weitere Elektronenlawinen hervor. Damit wächst die Impulshöhe derart an, daß bereits bei einem einzelnen diesen Vorgang auslösenden Elektron der ganze Zähldraht an der Entladung beteiligt ist, also eine maximale Impulshöhe entsteht. Diese Entladung ist dann nicht mehr der Strahlungsenergie proportional, sondern die Impulshöhe hängt nur von der Größe (der wirksamen Länge) des Zählrohres, der Gasfüllung und in gewisser Weise von der Feldstärke ab. Die Gasverstärkung hat hier Werte zwischen 10^8 und 10^{10}! Unabhängig von der Zahl der primär gebildeten Ionen wird ein solcher gleich hoher maximaler Impuls von einem einfallenden ionisierenden Strahlenteilchen ausgelöst. Zählrohre, die in diesem Spannungsbereich arbeiten, nennt man daher *Auslöse-Zählrohre* oder *Geiger-Müller-Zählrohre* (Bild 50).
Die abgegebenen Impulse sind hier bereits so hoch, daß in der nachfolgenden Elektronik nur noch eine geringe Verstärkung nötig ist.
Mißt man während gleichbleibender Einstrahlung die vom Zählrohr gelieferte Impulsrate (z. B. Impulse pro Minute = Ipm) bei allmählich zunehmender Spannung, so findet man eine Einsatz-Spannung für den Geiger-Müller-Bereich, die sogenannte *Geiger-Schwelle.* Bei zunehmender Spannung ändert sich danach die Zählrate nur noch wenig, man hat das *Geiger-Plateau* des Zählrohres erreicht. Erst wenn die Spannung einen Wert annimmt, bei dem durch Dauerentladung das Zählrohr zerstört wird, endet das bis dahin nur langsam ansteigende Plateau. Der ganze hier beschriebene Zusammenhang zwischen Spannung und abgegebener Zählrate wird die *Charakteristik* des Zählrohres genannt. Die Stei-

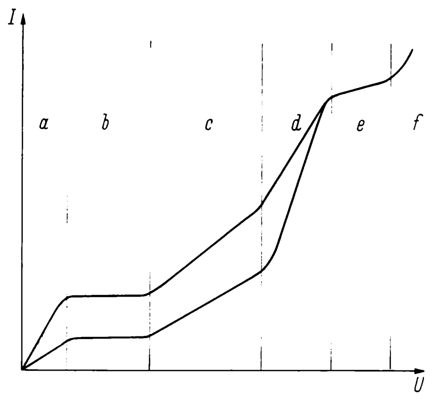


Bild 50. Detektorspannungsbereiche bei Strahlung zweier verschiedener Energien
a Bereich der Rekombinationen,
b Sättigungsbereich (Ionisationskammer),
c Proportionalbereich (P-Zählrohr),
d Übergangsbereich,
e Auslösebereich (GM-Zählrohr),
f Dauerentladung

gung des Zählrohrplateaus ist bei stärkerer Einstrahlung und auch bei älteren Zählrohren etwas größer. Um sie von der Einstrahlungsstärke einigermaßen unabhängig zu machen, dividiert man ihren Wert durch die mittlere Impulsrate. Allgemein wird die *Plateausteigung* daher prozentual angegeben als Differenz der bei einem Spannungsunterschied von 100 V angezeigten verschiedenen Impulsraten geteilt durch die mittlere Impulsrate dieses Bereichs. Gute Geiger-Müller-Zählrohre haben ein möglichst langes Plateau bei nur geringer Steigung, wie etwa 5%/100 V. Als *Arbeitsspannung* wählt man gewöhnlich einen Wert im ersten Drittel des Plateaus (Bild 51).

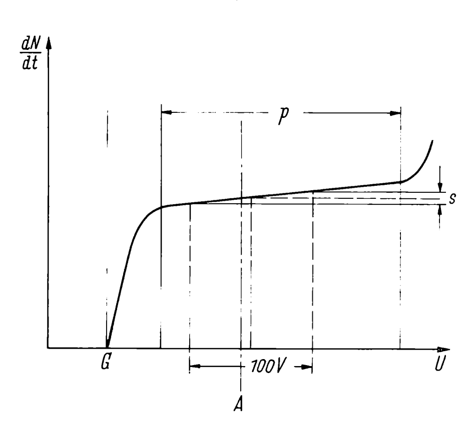


Bild 51. Charakteristik eines Auslösezählrohres
A Arbeitsspannung,
G Geigerschwelle,
p Plateaulänge,
s Plateausteigung

Die elektrische Feldstärke E in einem koaxialen zylindrischen Feld wird ausgedrückt durch

$$E = \frac{U}{d \cdot \ln \frac{r_1}{r_2}} \qquad (r_1 > d > r_2) \quad \text{(Bild 52)}$$

E ist die Feldstärke im Abstand d von der Zylinderachse,
U die an den Elektroden mit den Radien r_1 und r_2 anliegende Spannung.

Man erhält bei den für diese Zählrohre üblichen Werten für die Spannung U und die Ausmaße von r_1 und r_2 in der Nähe der axialen Elektrode recht beachtliche Feldstärken E in der Größenordnung von 10^6 V · m^{-1}. Es muß verhindert werden, daß eine durch Ionisation einer radioaktiven Strahlung eingeleitete Entladung zu einer Dauerentladung führt. Dazu hilft einmal ein dem Zählrohr vorgeschalteter Widerstand R von etwa 10^8 bis 10^9 Ω (Bild 53).

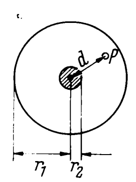


Bild 52. Radiales elektrisches Feld (Bezugspunkt P)

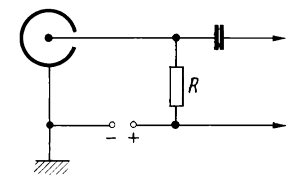


Bild 53. Anschluß eines Zählrohres an das Impulszählgerät

Außerdem verhindert man die Entstehung neuer Elektronen beim Auftreffen der Ionen auf die Elektroden durch Zugabe eines „Löschdampfes" zum Gasvolumen des Zählrohres[1]). Derartige Zählrohre werden *selbstlöschende Zählrohre* genannt. Als Löschdampf eignen sich verschiedene organische Dämpfe, wie z. B. einige Prozent Alkoholdampf. Die organischen Moleküle werden z. T. bei den Entladungen aufgespalten und verbrauchen dabei Energie, sodaß der Entladungsvorgang erlischt *(organisch gelöschte Zählrohre)*. Diese Zählrohre zeigen eine gewisse Temperaturabhängigkeit. Es können aber auch die anorganischen Dämpfe der Halogene den gleichen Effekt bewirken. Man verwendet dann z. B. Bromdampf von 1 Torr Partialdruck. Hierbei hat man den Vorteil, daß der Energieentzug durch Aufspaltung des Dampfmoleküls in den atomaren Zustand geschieht und sich das Dampfmolekül danach wieder zurückbildet *(Halogenzählrohre)*. In Halogen-Zählrohren werden schon bei Entladungen in niederen Spannungsbereichen Photonen gebildet. Daher liegt die Geiger-Schwelle und damit das Plateau bereits bei ziemlich niedrigen Spannungen. Man hat hier Arbeitspunkte zwischen 400 V und 500 V, aber auch darunter. Dafür kennt man bei Halogen-Zählrohren keinen ausnutzbaren Proportionalbereich.

6.5.1. *Zählrohr-Lebensdauer*

Organisch gelöschte Geiger-Müller-Zählrohre haben eine nicht sehr große Lebensdauer von etwa 10^8 Impulsen, da bei jedem Impuls für die Löschung etwa 10^9 Löschdampfmoleküle zerstört werden.

Bei *Halogen-Zählrohren* ist die Lebensdauer etwa zehnmal so groß. Hier wird sie eher durch die chemische Aggressivität der Halogene gegeben. Kleinste Unebenheiten oder Korrosionen des Zähldrahtes erzeugen dort leicht Sprühentladungen, verkürzen damit das Zählrohrplateau und machen schließlich das Zählrohr unbrauchbar. Daher muß hier für die Elektroden besonders korrosionsfestes Material verwendet werden.

Proportionalzählrohre haben entsprechend dem wesentlich geringeren Entladungseffekt eine viel größere Lebensdauer als Aulöse-Zählrohre (etwa 10^{12} Impulse).

1 Im Zählrohr besteht ein leichter Unterdruck.

Man verwendet darum Proportionalzählrohre und Ionisationskammern überall da, wo es sich um stärkere Aktivitäten handelt und eine lange Lebensdauer z. B. aus Gründen der Betriebssicherheit nötig ist, wie etwa bei der Reaktorüberwachung.

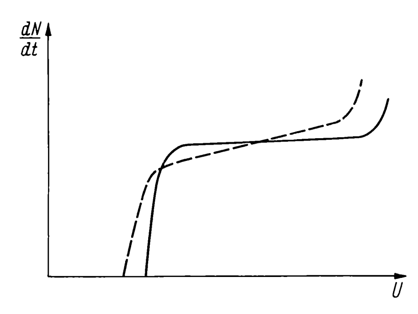


Bild 54. Änderung der Zählrohrcharakteristik mit zunehmendem Alter des Zählrohres

6.5.2. *Totzeit-Auflösungszeit*

Wie bereits dargelegt, findet die Bildung der Elektronenlawinen vornehmlich in dem starken elektrischen Feld um die achsiale Anode statt. Die schnell wandernden Elektronen erreichen diese Anode sehr rasch, während die langsameren positiven Ionen um den Anodendraht einen Ionenschlauch bilden, der eine gewisse Zeit braucht, während der er bis zur Kathode abgewandert ist. Er bildet solange im Zählrohr eine Raumladung, die das elektrische Feld stört und die Entstehung neuer Lawinen verhindert. Diese Zeit nach einem Impuls, in der kein neuer Impuls durch ionisierende Strahlen erzeugt werden kann, nennt man die *Totzeit* (dead time) des Zählrohres. Sie läßt sich an einem impulsgetriggerten Oszillogramm ablesen (sogenanntes Stever-Diagramm) vgl. Bild 55 und beträgt Bruch-

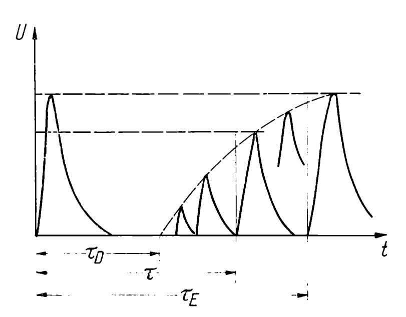


Bild 55. Auf einen Impuls beim GM-Zählrohr folgende Impulse
τ_D Totzeit, τ Auflösungszeit,
τ_E Erholungszeit

teile einer Millisekunde (z. B. 150 µsec). Die nach dieser Totzeit gebildeten Impulse sind anfangs noch zu gering, um von der nachfolgenden Elektronik verwertet werden zu können. In der Praxis interessiert daher die Zeit nach einem Impuls, bei der ein neuer Impuls bereits so groß ist, daß er vom Zählgerät auch registriert wird. Diese Zeit wird die *Auflösungszeit* (resolving time) genannt, während die Zeit bis zur Normalhöhe der Impulse *Erholungszeit* (recovery time) heißt.

Auch das Zählgerät besitzt eine Auflösungszeit. Bei zusammengeschalteten Geräten gilt die ungünstigste (größte) Auflösungszeit eines Bauteils für die ganze Apparatur.
Häufig bezeichnet man (nicht korrekt) die Auflösungszeit auch als Totzeit.
Da die Ansprechschwelle verschiedener an ein Zählrohr angeschlossener Geräte nicht gleich ist, ist also auch bei gleichen angegebenen Zählrohr-Totzeiten die etwas größere Auflösungszeit verschieden. Bei höheren Impulsraten ist die Wahrscheinlichkeit größer, daß Impulse noch innerhalb der Auflösungszeit eines vorangegangenen Impulses liegen. Es gehen damit Impulse für die Zählung verloren. Daher ist es wichtig, die Auflösungszeit einer Apparatur bestimmen zu können und diese Zeit dann zu verwenden, um die verloren gegangenen Impulse einer Messung abschätzen zu können.

6.5.3. *Berücksichtigung der Auflösungszeit bei der Impulsratenbestimmung*

Die abgelesene Impulszahl N_g dividiert durch die Meßzeit t ergibt die

„*gemessene Impulsrate*“ $I_g = \frac{N_g}{t}$. (Meßzeit gewöhnlich in Minuten.)

Ist die Auflösungszeit der Meßapparatur τ für einen Impuls, so ist die gesamte Auflösungszeit einer Minute $J_g \cdot \tau$ Minuten.
Wenn die tatsächlich einstrahlende Impulsrate (hier „wahre Impulsrate“ I_w genannt) die Zahl der in der Zeiteinheit (in 1 Minute) eintreffenden Impulse ist, so werden während der zugehörigen Auflösungszeit $I_w \cdot I_g \cdot \tau$ Impulse eintreffen, d. h.

$$I_w = I_g + I_w \cdot I_g \cdot \tau$$

$$I_w = I_g \cdot (1 + I_w \cdot \tau) \quad \text{oder} \quad I_g = I_w \cdot (1 - I_g \cdot \tau)$$

$$I_w = \frac{I_g}{1 - I_g \cdot \tau}$$

$$I_w = I_g \cdot (1 + I_g \cdot [1 + I_w \cdot \tau] \cdot \tau)$$

$$I_w = I_g \cdot (1 + I_g \cdot \tau + I_g \cdot I_w \cdot \tau^2)$$

$$I_w = I_g \cdot \left(1 + I_g \cdot \tau + \frac{[I_g \cdot \tau]^2}{1 - I_g \cdot \tau}\right)$$

Korrigierte Impulsrate:

$$\boldsymbol{I_{korr} = I_w = I_g \cdot (1 + I_g \cdot \tau)} \quad \text{(für kleine Werte von } I_g \cdot \tau!) \tag{41}$$

$$I_{korr} = I_w = \frac{I_g}{1 - I_g \cdot \tau} \quad \text{(wenn } I_g \cdot \tau \text{ nicht hinreichend klein ist.)}$$

Von dieser Impulsrate der tatsächlich einfallenden Impulse ist dann noch die nicht vom Strahler stammende Nulleffekt-Impulsrate abzuziehen:

$$I = I_w - I_0.$$

Bei I_0 sind Berücksichtigungen der Auflösungszeit-Verluste nicht nötig, da kein „wahrer I_0-Wert“ bestimmt werden soll. Hier genügt die Bestimmung eines arithmetischen Mittelwertes.

6.5.4. *Bestimmung der Auflösungszeit eines Zählrohres mit der Zweiquellen-Methode*

Aus der Formel (41) zur Berücksichtigung der Auflösungszeit τ

$$I_W = I_g \cdot (1 + I_g \cdot \tau)$$

läßt sich die Auflösungszeit bestimmen, wenn man zwei Präparate gleicher Strahlungsart mit gleicher Geometrie nacheinander und auch gleichzeitig vom selben Ort auf das Zählrohr einwirken läßt. Sind die so bestimmten Zählraten $I_g(1)$, $I_g(2)$ und $I_g(12)$ und ist der Nulleffekt I_0, so folgt, da die *tatsächlichen* Impulsraten $I = I_W - I_0$ sind und $I(12) = I(1) + I(2)$ ist:

$$I(12) = I_W(12) - I_0 = I_g(12) \cdot (1 + I_g(12) \cdot \tau) - I_0$$

$$I(1) = I_W(1) - I_0 = I_g(1) \cdot (1 + I_g(1) \cdot \tau) - I_0$$

(entsprechend für $I(2)$!)

$$I_g(1) \cdot (1 + I_g(1) \cdot \tau) - I_0 + I_g(2) \cdot (1 + I_g(2) \cdot \tau) - I_0 = \\ = I_g(12) \cdot (1 + I_g(12) \cdot \tau) - I_0$$

$$I_g(1) + I_g(2) - I_g(12) - I_0 = (I_g(12)^2 - I_g(1)^2 - I_g(2)^2) \cdot \tau$$

$$\tau = \frac{I_g(1) + I_g(2) - I_g(12) - I_0}{I_g(12)^2 - I_g(1)^2 - I_g(2)^2} \quad (42)$$

Diese für die praktische Berechnung nicht sehr geschickte Formel läßt sich nun mit für die meisten Fälle hinreichender Genauigkeit vereinfachen zu

$$\tau = \frac{I_g(1) + I_g(2) - I_g(12)}{2 \cdot I_g(1) \cdot I_g(2)} \quad (43)$$

Außerdem läßt sich die Auflösungszeit τ auch durch Extrapolation bestimmen, wenn man z. B. die Impulsraten eines kurzlebigen Präparates mißt und die Abweichung der Abklingkurve von der Exponentialkurve feststellt, bzw. die Abweichung vom $1/r^2$-Gesetz bei veränderlichem Abstand (γ-Strahlung). (Bei letzterem ist jedoch auch die mit dem Abstand sich ändernde Einfallsgeometrie des Zählrohres zu beachten!)

6.5.5. *Ansprechwahrscheinlichkeit*

Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Zählrohres für α- und für β-Strahlen hängt wegen deren Ionisationsfähigkeit nur von der Zahl der in das Zählrohr gelangenden Strahlenteilchen ab und damit von der Massenbelegung der Zählrohrwand, bzw. des Zählrohrfensters. Beim Gasdurchflußzähler, der im Proportionalbereich arbeitet, werden in einem niederen Spannungsbereich nur die stärker ionisierenden Alpha-Strahlen angezeigt und erst bei weiterer Spannungserhöhung auch die Beta-Strahlen. Man spricht hier von einem α-Bereich und einem $\alpha + \beta$-Bereich der Zählrohrspannung (vgl. Bild 49).
Soweit also α- oder β-Strahlen in das Zählrohr gelangen, kann man abgesehen von Auflösungszeit-Verlusten mit einer 100%igen Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres rechnen. Anders liegen die Verhältnisse bei γ-Strahlung, deren eigenes Ionisationsvermögen hier praktisch keinen Beitrag zur Impulsbildung liefert. Zählrohrimpulse von γ-Strahlung werden dadurch hervorgerufen, daß ein

Gammaquant einen Photoeffekt oder anderen γ-Absorptionseffekt erleidet und dadurch ein Elektron fortgestoßen wird, das seinerseits den Zählrohrimpuls hervorruft. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Effekt ist nicht sehr groß. Am ehesten findet er in der Zählrohrwand oder der Kathode statt, wenn deren

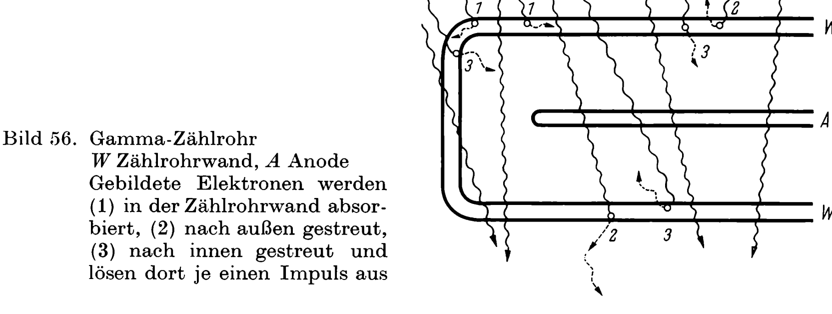


Bild 56. Gamma-Zählrohr
W Zählrohrwand, *A* Anode
Gebildete Elektronen werden (1) in der Zählrohrwand absorbiert, (2) nach außen gestreut, (3) nach innen gestreut und lösen dort je einen Impuls aus

Material eine gewisse Dicke und Dichte für die Gamma-Absorption hat. Von den gebildeten Elektronen werden einige noch im Material der Zählrohrwand absorbiert, andere wandern nach außen. Es wird also auch nur ein bestimmter Bruchteil der Elektronen in das Zählrohr gelangen und dort einen Impuls auslösen. Daraus folgt, daß Zählrohre für den Nachweis von γ-Strahlung nach anderen Prinzipien gebaut sein müssen als für den Nachweis von energiearmer β- oder gar α-Strahlung. Auch bei speziellen Gammazählrohren ist nur mit einer Ansprechwahrscheinlichkeit zu rechnen, die in der Größenordnung von einem Prozent liegt (Bild 56).

6.6. **Szintillation**

Eine weitere Wirkung radioaktiver Strahlung, die zu ihrem Nachweis benutzt werden kann, ist die *Szintillation.* Darunter versteht man die Eigenschaft verschiedener organischer und auch anorganischer Stoffe, Photonen auszustrahlen, wenn sie von radioaktiven Strahlen getroffen werden. Dabei erzeugt das einzelne radioaktive Strahlenteilchen einen kurzen Lichtblitz (10^{-8} bis 10^{-6} sec). Man kennt solche Stoffe, sogenannte *Szintillatoren* in fester, flüssiger und gasförmiger Form. Ist mit dieser Eigenschaft auch noch Phosphoreszenz (Nachleuchten) verbunden, so lassen sich durch Mischung solcher Stoffe mit radioaktivem Material selbstleuchtende Farben herstellen, wie sie z. B. für Leuchtzifferblätter verwendet werden. Zum Strahlennachweis ist dieses Nachleuchten jedoch nicht erwünscht. Hier verwendet man Szintillatoren mit möglichst kurzer *Abklingzeit* der einzelnen Szintillation. Diese Erscheinung läßt sich im abgedunkelten Raum unter einem Mikroskop so gut beobachten, daß man Zählungen oder Zähl-Schätzungen durchführen kann und damit gewisse Aussagen über Intensität und Reichweite z. B. einer Alpha-Strahlung machen kann. Diesem Zweck dient auch das *Spinthariskop,* bei dem in einem Rohr ein Szintillatorschirm, ein α-Präparat und eine Lupe mit Augenmuschel angebracht sind. Durch Drehbewegung oder

Federdruck läßt sich der Abstand des Präparates vom Szintillatorschirm so ändern, daß man an den Szintillationen die Überschreitung der Reichweite der Strahlen erkennen kann (Bild 57).

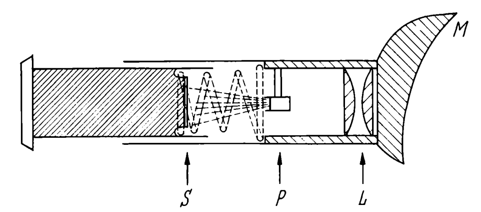


Bild 57. Sphinthariskop
S Fluoreszenz-Schirm,
P α-Präparat,
L Lupe,
M Augenmuschel

6.6.1. *Szintillationsmeßkopf*

Man kann diese Szintillationen auch objektiv durch eine Photozelle beobachten, deren ausgesandte Elektronen man durch einen Sekundärelektronen-Vervielfacher (Multiplier) zu einem meßbaren Impuls verstärkt. Auf diese Weise arbeitet der sogenannte Szintillationsmeßkopf. Je nach Erfordernis werden verschiedene Szintillatoren verwendet. Als feste Szintillatoren haben sich unter anderen Kristalle, denen einige Fremdatome (sogenannte Aktivatoren) beigemischt sind, bewährt. So verwendet man beim Nachweis von α-Strahlen z. B. mit Kupfer aktiviertes Zinksulfid oder beim γ-Nachweis mit Thallium aktiviertes Natriumjodid. Unter den organischen Substanzen ist besonders das beim β-Nachweis gern als Szintillator verwendete Anthracen anzuführen.
Ein *Szintillationsmeßkopf* ist in seinen Eigenschaften mit dem Proportionalzählrohr vergleichbar, da die von ihm abgegebenen Impulse in ihrer Höhe auch *energieproportional* sind. Auch hier ist vorausgesetzt, daß die Betriebsspannung äußerst konstant ist. Obwohl ein Szintillationsmeßkopf im allgemeinen wesentlich teurer ist als ein Proportionalzählrohr, ist seine Verwendung unter bestimmten Umständen vorzuziehen. Er hat besonders bei γ-Strahlung eine *erheblich bessere Ansprechwahrscheinlichkeit* als das Zählrohr, eine sehr kurze Totzeit und hohe Lebensdauer. Schließlich liefert er stärkere Impulse als das Proportionalzählrohr. Szintillationsmeßköpfe werden aus diesen Gründen und wegen der guten Energieproportionalität ihrer Impulshöhen weitgehend in der *Strahlenspektrometrie* verwendet. Aus diesem Grunde wird der Szintillationsmeßkopf ausführlicher in dem Kapitel über Spektrometrie (vgl. 8.7.3.) behandelt.

6.7. **Nachweis durch andere Strahlenwirkungen**

Bei bestimmten Festkörpern wird das Szintillationsphoton nicht sofort ausgestrahlt, sondern erst nach einer weiteren Behandlung des betreffenden Stoffes: *gespeicherte Szintillation*. So gibt mit Mangan aktivierter Flußspat (CaF_2) nach radioaktiver Bestrahlung Szintillationsphotonen erst ab, wenn der Flußspat erhitzt wird. Auf diese Weise können Bestrahlungsdosen gespeichert werden und erst bei Bedarf ihre Summe ausgemessen werden (ähnlich, wie dies im Strahlenschutz bei Taschendosimetern gemacht wird).
Nicht physikalisch ähnlich, sondern nur nach dem Verwendungszweck entsprechend ist die Eigenschaft mancher *Gläser*, nach Bestrahlungen mit radioaktiver oder Röntgen-Strahlung sich zu verfärben oder fluoreszenzfähig zu sein, bzw. eine Änderung der Fluoreszenz zu zeigen.

Bestimmte Kristalle, sogenannte „Widerstandskristalle“, wie z. B. Kadmiumsulfidkristalle ändern während der Bestrahlung ihre elektrische Leitfähigkeit, da durch die Strahlenteilchen im Kristallgitter gebundene Elektronen losgeschlagen werden. Diese Eigenschaft läßt sich ebenfalls zum Strahlennachweis verwenden. Man kann derartige *Kristallzähler* direkt in Einheiten der Strahlenintensität eichen.
Bewegt sich ein Körper durch ein Medium mit Überschallgeschwindigkeit, so bildet sich an seiner Stirnseite wie eine Bugwelle eine *Machsche* Stoßwelle. Sie ist eine mechanische Welle im akustischen Bereich. Bewegen sich energiereiche Teilchen in einem durchsichtigen Medium mit Geschwindigkeiten, die größer sind als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, so entstehen entsprechend elektromagnetische „Stoßwellen“, die im optischen Bereich liegen und als bläuliches Licht wahrnehmbar sind. Es ist das sogenannte Tscherenkow-Leuchten (*Čerenkov* 1934). Es läßt sich zum Nachweis besonders energiereicher Teilchenstrahlen verwenden. Das in einem meist zylindrischen Körper aus durchsichtigem Material, wie z. B. Plexiglas, entstehende Tscherenkow-Leuchten fällt ähnlich wie beim Szintillationsmeßkopf auf die Photokathode eines Sekundärelektronenvervielfachers. Dort liefert jedes Teilchen auf diese Weise einen Impuls. Ein solcher *Tscherenkow-Zähler* eignet sich also zum Nachweis extrem energiereicher Teilchenstrahlungen.

6.8. Sperrschicht-Meßköpfe

Auch Halbleiterkristalle mit einer Sperrschicht können, wenn die n-p-Grenzschicht (bzw. die p-n-Grenzschicht) nahe genug der Oberfläche liegt, durch die Ionisationswirkung der einfallenden Strahlen Änderungen in ihrem Raumladungsgebiet, d. h. in ihrem elektrischen Feld erhalten. Dadurch entsteht in der anliegenden Spannung ein Impuls, der *energieproportional* ist. Eine derartige Sperrschichtkristallanordnung läßt sich in gewisser Weise mit einer Ionisations-

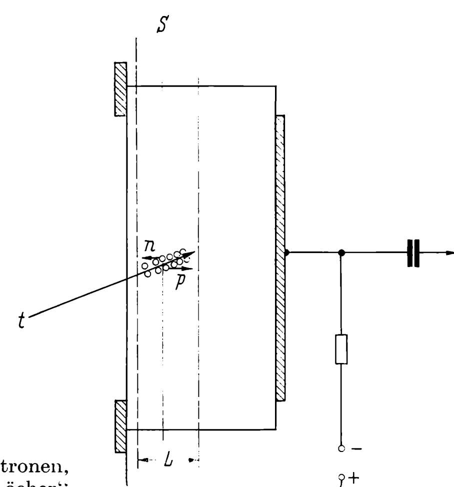


Bild 58. Sperrschichtmeßkopf
S Sperrschicht, *L* Raumladungsgebiet,
t Spur eines ionisierenden Teilchens,
n Wanderrichtung der gebildeten Elektronen,
p Wanderrichtung der entstandenen „Löcher“

kammer vergleichen, da durch die Sperrschicht ein Raumladungsgebiet und damit ein elektrisches Feld entsteht, innerhalb dessen durch die Ionisierungseffekte Elektronen (und „Löcher“) entstehen, die in diesem Feld wandern. Gegenüber der Ionisationskammer sind die wegen der viel größeren Dichte sehr kleinen Abmessungen der *Sperrschicht-Meßköpfe* vorteilhaft, sowie die niedrigen Arbeitsspannungen, die sie benötigen. Da Teilchenstrahlung in die Kristalle, deren Grundsubstanz meist Silizium oder Germanium ist, nicht sehr tief eindringt, ist die die Sperrschicht liefernde Materie oft nur dünn aufgedampft. Damit ist die Oberfläche eines solchen Meßkopfes außerordentlich gegen Verschmutzung oder chemische Beeinflussung empfindlich. Beste Meßergebnisse ergeben Alpha-Strahlen, aber auch Beta-Strahlen, bei denen die empfindliche Schicht entsprechend tiefer reichen muß. Gamma-empfindliche Sperrschichtmeßköpfe müssen wegen des wesentlich stärkeren Durchdringungsvermögens anders gebaut sein. Man arbeitet da mit besonders hergerichteten Germaniumkristallen. Für die Spektrometrie haben die Sperrschichtmeßköpfe den Vorteil eines viel besseren Energieauflösungsvermögens, als es etwa Szintillationsmeßköpfe haben. Eine Erschwerung der Messungen liegt darin, daß man mit den derzeitigen γ-Sperrschicht-Meßköpfen bei sehr tiefen Temperaturen arbeiten muß. Auch ist die Lebensdauer begrenzt und bei weitem nicht so hoch wie bei Szintillationsmeßköpfen. Näheres dazu ist im Abschnitt über Spektrometrie angeführt.

6.9. Nachweis von Neutronenstrahlung

Die bisher geschilderten Nachweismöglichkeiten beziehen sich auf natürliche Radioaktivität, also auf α-, β- und γ-Strahlung. Die gleichen Nachweismöglichkeiten wie für Alpha-Strahlen gelten auch für Protonenstrahlung und andere energiereiche Kerne. Dagegen können Neutronenstrahlen meist nur indirekt nachgewiesen werden, d. h. durch einen Prozeß, dessen Produkt nachweisfähig ist. Daher ist hier ebenso wie bei den Wechselwirkungen (vgl. 4.3. und 4.4.) zwischen schnellen und langsamen Neutronen zu unterscheiden.

6.9.1. *Detektoren für langsame Neutronen*

Zum *Nachweis langsamer Neutronen* dient meist ein (n, α)-Prozeß, wie etwa die Umwandlung von Bor-10 oder Lithium-6 durch thermische Neutronen:

$$^{10}_{5}\mathrm{B} + ^{1}_{0}\mathrm{n}_{\mathrm{th}} \rightarrow ^{7}_{3}\mathrm{Li} + ^{4}_{2}\alpha$$

$$^{6}_{3}\mathrm{Li} + ^{1}_{0}\mathrm{n}_{\mathrm{th}} \rightarrow ^{3}_{1}\mathrm{H} + ^{4}_{2}\alpha$$

So enthält z. B. ein Zählrohr zum Nachweis langsamer Neutronen im Zählgas Bortrifluorid (BF_3) mit möglichst angereichertem Anteil von B-10. Es entstehen dann, wenn dieses *Neutronenzählrohr* einem langsamen Neutronenfluß ausgesetzt ist, in dem Zählrohr α-Strahlen, die die entsprechenden Zählrohrimpulse auslösen. Für von außen etwa auftreffende α-Strahlung ist das Bortrifluoridzählrohr undurchlässig. Da man *im Proportionalbereich* arbeitet, kann man die entstandenen α-Impulse sehr gut von β-, bzw. γ-Impulsen anderer Strahlung trennen, so daß ein derartiges Zählrohr tatsächlich nur Impulse liefert, die von thermischen Neutronen herrühren. Man kann auch statt einer BF_3-Gasfüllung die Kathode des Zählrohres mit einer Bor- oder Lithiumschicht auskleiden. Dann erhält man

aber sehr unterschiedliche α-Energien, je nach der Richtung, in der die α-Strahlen durch diese Schicht kommen. (Für Sonderzwecke verwendet man auch *Spaltzählrohre*, vgl. 10.21.)

Entsprechend wie bei Zählrohren verfährt man auch bei *Ionisationskammern für Neutronen.* Diese werden vornehmlich zum Nachweis der hohen Neutronenflüsse in Reaktoren verwendet. Da hier zugleich mit der Neutronenstrahlung auch eine starke γ-Strahlung die Ionisationskammer durchsetzt, sucht man, den von γ-Absorptionen herrührenden Anteil des Ionisationsstromes noch stärker zu unterdrücken. Das geschieht mit einer sogenannten *kompensierenden Ionisationskammer.* Dabei sind zwei Ionisationskammern ineinander gesetzt. Die innere ist mit Bor ausgekleidet, spricht somit auf Neutronen und γ-Strahlung an. Die äußere Kammer spricht dagegen nur auf γ-Effekte an, da durch die Wandstärke sowohl α-, wie auch β-Strahlung ausgeschlossen bleibt (Bild 59). Es kommt darauf an, durch Justierung die γ-Empfindlichkeit beider Kammern gleich zu machen. Bei geeigneter Differenzschaltung kompensiert sich am Meßgerät-Stromzweig der γ-Anteil des Stromes, so daß der angezeigte Strom proportional zur Neutronenflußdichte ist. Als Material für die Kammer verwendet man reines Aluminium, das nur wenig mit Neutronen reagiert.

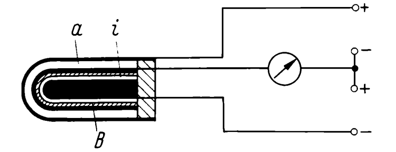


Bild 59. Kompensierende Ionisationskammer
B Borbelag,
a äußere Kammer (γ-empfindlich),
i innere Kammer (γ + n-empfindlich)

Zum Nachweis langsamer Neutronen kann man auch eine Ionisationskammer verwenden, in der sich durch langsame Neutronen spaltbares Material, z. B. U-235 befindet, da bei der Spaltung β-strahlende Nuklide entstehen. Derartige Ionisationskammern heißen *Spaltkammern.* Sie haben geometrisch große Elektrodenoberflächen, die mit dem spaltbaren Nuklid überzogen sind. Hier verwendet man häufig die Gasverstärkung, arbeitet also im Proportionalbereich der Spannung. *Szintillationsmeßköpfe* lassen sich ebenfalls zum Nachweis von Neutronen verwenden, wenn man lithium- oder borhaltige Szintillatoren nimmt, in denen α-Szintillationen auftreten. Auch der Spaltprozeß kann hier ausgenutzt werden, wenn der Szintillator β-empfindlich ist und mit Spaltmaterial, also z. B. Uran- oder Thoriumverbindungen durchsetzt ist. Um bei Szintillationsmeßköpfen die Neutronenmessung frei von durch γ-Absorptioneffekte erzeugten Impulsen zu halten, muß der Szintillator hier relativ dünn sein. (Vgl. auch 8.7.3.3.)

Wenn *Sperrschichtmeßköpfe* neutronenempfindlich sein sollen, überzieht man die Oberfläche des Halbleiter-Sperrschicht-Kristalls mit einer dünnen Schicht, die Li-6 oder B-10 enthält.

6.9.2. *Detektoren für schnelle Neutronen*

Der Nachweis schneller Neutronen kann grundsätzlich mit den gleichen Meßköpfen vorgenommen werden, die auf langsame Neutronen ansprechen, wenn man den Meßkopf mit einem mehrere Zentimeter starken Moderator aus Paraffin oder kohlenwasserstoffhaltigen Kunststoffen allseitig umgibt. Dadurch werden

die zu messenden schnellen Neutronen, bis sie zu dem Meßkopf gelangen, auf die für die (n, α)-Reaktion erforderliche Geschwindigkeit abgebremst. Besteht ein gemischter Fluß schneller und langsamer Neutronen, so würden mit einem solchen moderatorumgebenen Meßkopf alle Neutronen gemessen. Für Strahlenschutzzwecke werden spezielle Moderatoren verwendet, bei denen die dann zur Messung kommenden Impulse auch der biologischen Wirkung der Neutronen entsprechen, die bekanntlich bei schnellen und langsamen Neutronen verschieden ist. Will man bei einem gemischten Fluß nur den Anteil der schnellen Neutronen messen, so umgibt man den Meßkopfmoderator mit einem dünnen Kadmiumblech, das die von außen auftreffenden langsamen Neutronen einfängt (Bild 60).

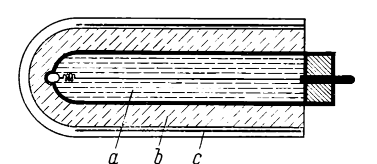


Bild 60. Neutronenzählrohr mit Moderator
a) BF_3-Zählrohr,
b) Moderator (Paraffin),
c) Cadmiumblech-Zylinder

Es lassen sich auch Meßköpfe speziell für schnelle Neutronen herstellen. Hier verwendet man die Moderationserscheinung in wasserstoffhaltigen Substanzen. Schnelle Neutronen, die auf Wasserstoffkerne treffen, schlagen dort unter Energieaustausch Protonen heraus. Diese sogenannten *Rückstoßprotonen* dienen zum Nachweis der schnellen Neutronen. Man kann sie auch in einer *Nebelkammer* sichtbar machen. Zählrohre oder Ionisationskammern, mit denen schnelle Neutronen nachgewiesen werden sollen, enthalten entweder Wasserstoff, bzw. Kohlenwasserstoffe von genügendem Druck, oder sind innen mit wasserstoffreichem Kunststoff ausgekleidet. Derartige Zählrohre werden als *Rückstoß-Zählrohre* bezeichnet (Bild 61).

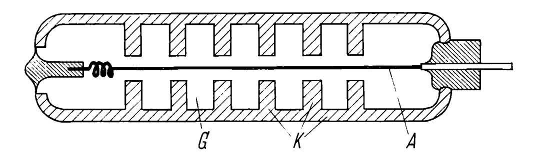


Bild 61. Schema eines Neutronen-Rückstoß-Zählrohres
A Anodendraht, *K* wasserstoffhaltige Kunststoffauskleidung, *G* wasserstoffhaltiges Gas

Szintillationsmeßköpfe für schnelle Neutronen haben einen mit wasserstoffhaltigen Substanzen durchsetzten Szintillator. Man kann auch umgekehrt den alpha- und protonenempfindlichen Szintillator in wasserstoffhaltigem durchsichtigem Kunststoff (z. B. Polystrol) verteilen, siehe auch 8.7.3.3.

Sperrschicht-Meßköpfe, die für α-Strahlen empfindlich sind, sprechen auch auf Rückstoßprotonen an. Um mit einem solchen Sperrschicht-Meßkopf schnelle Neutronen unmoderiert nachzuweisen, überzieht man ihn mit einer wasserstoffhaltigen Kunststoffschicht.
Auch der Tscherenkow-Zähler ist gerade für schnelle Neutronen sehr geeignet.

6.9.3. *Neutronen-Sonden*

In vielen Fällen wird der Neutronen-Nachweis jedoch nicht durch Meßköpfe erbracht, sondern dadurch, daß es möglich ist, mit den Neutronen Kernprozesse hervorzurufen, deren Endprodukt ein radioaktives Nuklid ist, dessen Aktivität dann bestimmt werden kann. Für diese Aktivierungsprozesse geeignete Substanzen, z. B. Mn, Ag, Au, In werden als *Neutronen-Sonden* eine bestimmte Zeit dem Neutronenfluß ausgesetzt. Nach Bestimmung der erreichten Aktivität läßt sich der Neutronenfluß berechnen. Näheres darüber ist in Abschnitt 7. über Aktivierung angeführt.

6.10. **Zählgerät**

Will man die Intensität einer radioaktiven Strahlung bestimmen, so schließt man den Strahlendetektor im allgemeinen an ein sogenanntes *Zählgerät* an. Die Zählgeräte liefern die für den Detektor, z. B. das Zählrohr, erforderliche Arbeitsspannung, verstärken die vom Detektor gelieferten Impulse und bringen diese auf ein elektronisches (manchmal auch ein mechanisches) Zählwerk. Zur Kontrolle werden die Impulse oft auch einem Lautsprecher zugeführt. Damit nicht kleine Störimpulse die Zählung beeinflussen, besitzt das Zählgerät eine oft stufenweise regelbare Eingangsschwelle. Dann werden nur Impulse gezählt, die größer als diese Schwelle sind. Zur einwandfreien Funktion des Zählwerkes ist es meist erforderlich, die vom Detektor kommenden Impulse in Rechteckimpulse umzuformen (Bild 62).

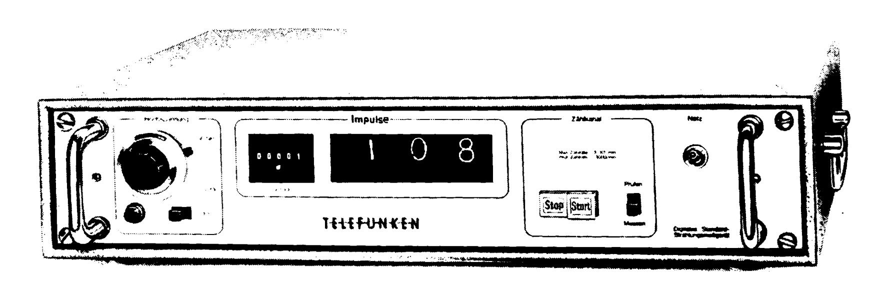


Bild 62. Einfaches Zählgerät
Für eine möglichst niedrige Auflösungszeit müssen die unteren Zähldekaden elektronisch angezeigt werden. Links im Bild die Wahl der Betriebsspannung für den Strahlendetektor. (Werkphoto *AEG-Telefunken*)

Das Zählwerk selbst läßt sich unabhängig von den übrigen Teilen des Zählgerätes ein- und ausschalten. Besonders angenehm ist es für die Messung, wenn gleichzeitig mit dem Ein- und Ausschalten des Zählwerks eine Synchronuhr oder sogar eine elektronische Uhr geschaltet wird. Man hat dann mit einer Schaltbewegung sowohl die Zeit, wie auch die in dieser Zeit gezählten Impulse. Daraus ergibt sich die Impulsrate in Ipm (Impulsen pro Minute) oder Ips (Impulsen pro Sekunde) (Bild 63).

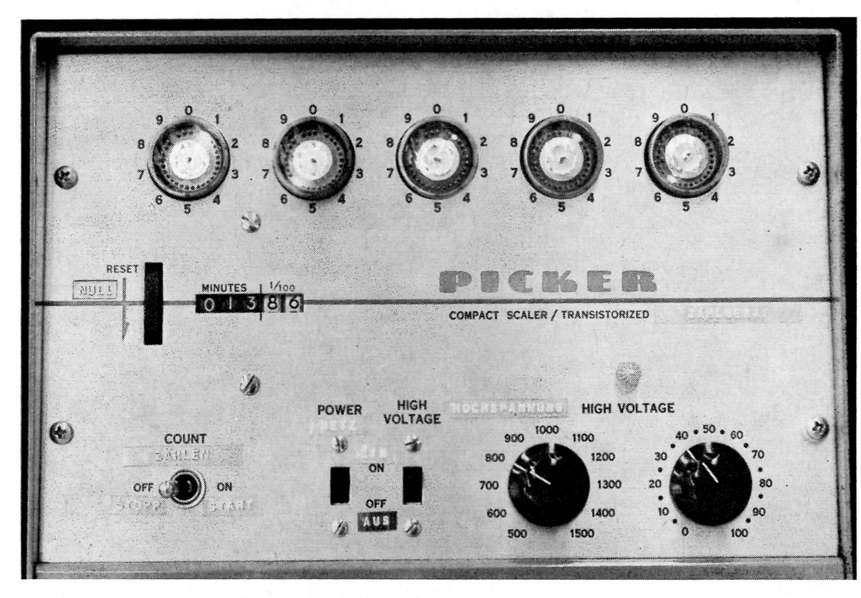
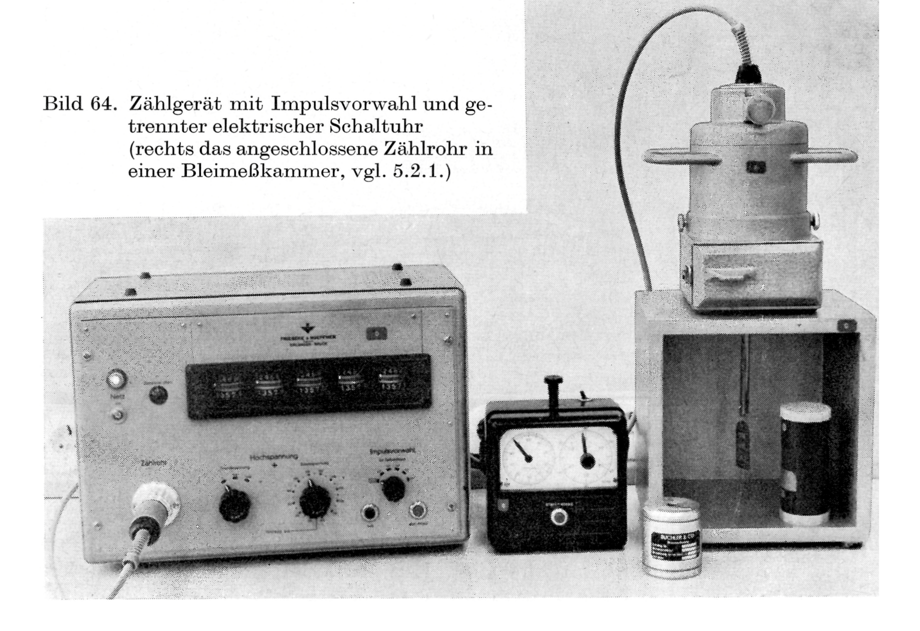


Bild 63. Zählgerät mit eingebauter Uhr
Die fünf elektronischen Zähldekaden werden gemeinsam mit der Uhr geschaltet und auch auf Null gestellt

Bild 64. Zählgerät mit Impulsvorwahl und getrennter elektrischer Schaltuhr (rechts das angeschlossene Zählrohr in einer Bleimeßkammer, vgl. 5.2.1.)



Eine Vorstufe zu einer gewissen Automatik des Zählens bildet bei manchen Geräten die Möglichkeit, eine bestimmte Impulszahl oder auch eine bestimmte Zählzeit vorzuwählen. Nach Erreichen des vorgewählten Wertes schaltet das Gerät dann ab. Die Automatik läßt sich vervollkommnen, wenn die gezählten Werte einem Drucker übermittelt werden und nach dem Ausdrucken von dem Gerät selbst eine neue Zählung begonnen wird (Bilder 64, 65).

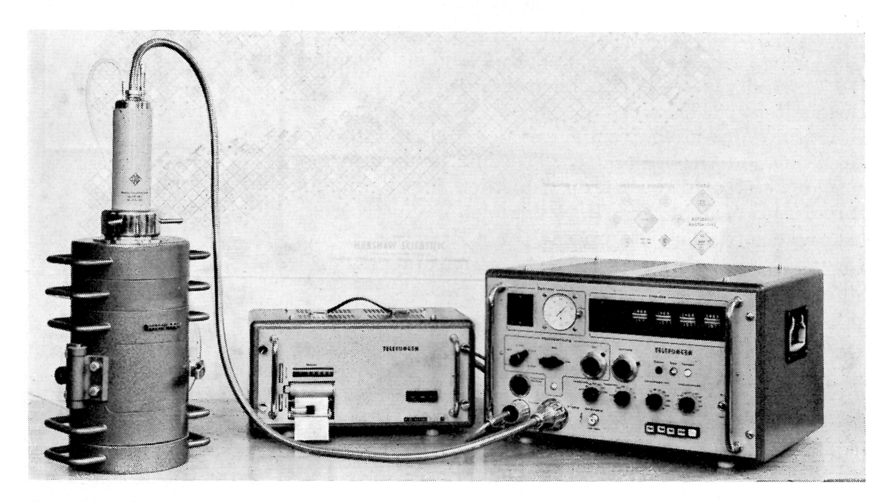


Bild 65. Automatisch arbeitendes Zählgerät mit angeschlossenem Drucker (Mitte) und Methandurchfluß-Zählrohr in Bleimeßkammer (links). (Werkphoto *AEG-Telefunken*)

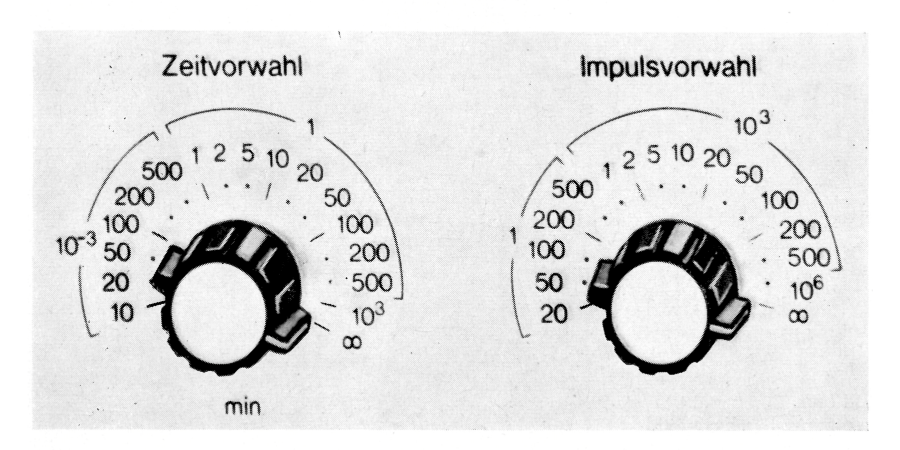


Bild 65a. (Werkphoto *AEG-Telefunken*)

6.11. Zählratenmesser

Anstatt die Impulse einem Zählwerk zuzuführen, kann man sie zur Aufladung eines Kondensators verwenden, dessen Ladung über einen hohen Widerstand abfließt und daher der in der Zeiteinheit eintreffenden Impulszahl, also der Impulsrate entspricht. Durch elektronische Hilfsmittel wird hier ein linearer Zusammenhang geschaffen. Man mißt diese Ladung mit einem Drehspulinstrument. Wird dieses nun in Impulsraten geeicht, so ist das Gerät ein *Zählratenmesser* oder (mit der englischen Bezeichnung) ein *Ratemeter*. Je nach Größe des Integriergliedes, d. h. des Kondensators und Widerstandes lassen sich hier verschiedene Meßbereiche einschalten, auch kann man durch Veränderung der Dämpfung des Meßinstrumentes die sogenannte *Zeitkonstante* der Anzeige ändern. Diese ist als die Zeit anzusehen, während der durchschnittlich die angezeigte Impulsrate besteht. Die *Einstellzeit* des Meßinstrumentes, die erforderlich ist, um nach dem Einschalten eine Einzelmessung ablesen zu können, ist naturgemäß größer als die Zeitkonstante und wird gegeben durch

$$\boldsymbol{T = \tau \cdot (0{,}393 + 0{,}5 \cdot \ln(2 \cdot I \cdot \tau)) \approx \tau \cdot \lg(10 \cdot I \cdot \tau)}. \quad (44)$$

Bild 66.
Netzunabhängiger Zählratenmesser mit Zählrohrsonde (Werkfoto *Herfurth*)

Hierbei ist I die Zählrate in Ips, τ die Zeitkonstante in Sekunden und T die Einstellzeit in Sekunden.
Handelt es sich aber nur um kleine Änderungen während fortlaufender Messungen, so genügt es, eine Einstellzeit von $2\,\tau$ bis $3\,\tau$ zu beachten! (Bilder 66, 67.)

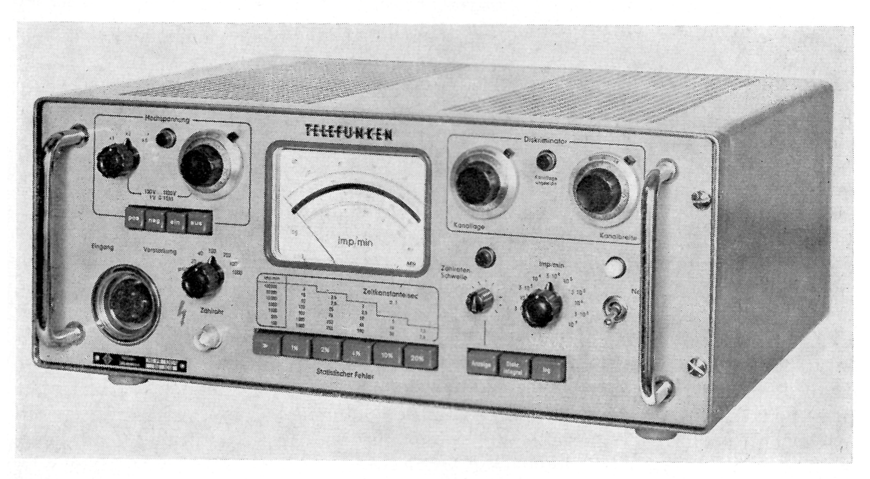


Bild 67. Präzisions-Zählratenmesser mit 5 verschiedenen Zeitkonstanten und Diskriminator (vgl. 8.4.1.). (Werkphoto *AEG-Telefunken*)

Zählratenmesser können ihre Werte auch auf Schreibgeräte übertragen, so daß man damit Kurven über die Änderung einer Strahlenintensität erhalten kann. Auch werden diese Geräte besonders bei ihrer Verwendung im Strahlenschutz mit Schaltrelais ausgestattet, die sowohl bei Unterschreiten, wie bei Überschrei-

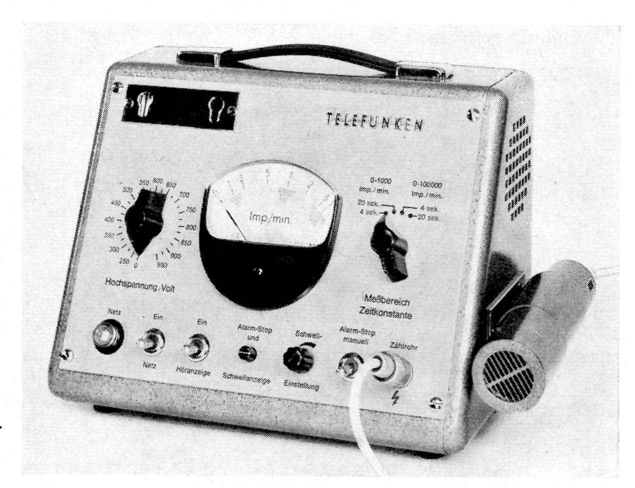


Bild 68. Labormonitor. (Werkphoto *AEG-Telefunken*)

ten je eines eingestellten Wertes eine Alarmanzeige auslösen. (Der untere Grenzwert wird benötigt, wenn das Gerät fest eingebaut ist und durch Unterschreitung der unteren Schwelle der eventuelle Ausfall des Gerätes angezeigt werden soll.) Zählratenmesser mit Warnkontakten, bei denen bei Überschreiten der oberen Schwelle ein Warnsignal ertönt, werden bei Laborarbeiten zur Überwachung verwendet und daher auch *Labormonitore* genannt (Bild 68).

6.12. Impulszählung und statistische Streuung

Es ist die Eigentümlichkeit aller Kernstrahlungen, daß ihre Ausstrahlung nicht gleichmäßig, d. h. weder kontinuierlich, noch mit einer festen Frequenz vor sich geht, sondern daß die einzelnen Teilchen und Quanten nicht nur räumlich, sondern auch zeitlich unregelmäßig gestreut ausgesendet werden. Entsprechend fallen diese Teilchen auch in unregelmäßiger Aufeinanderfolge in den jeweiligen Meßkopf (Zählrohr) ein. Bei ein und demselben Strahler und bei ein und derselben Meßanordnung schwankt also die Zahl der Teilchen je Sekunde, sie ist statistisch verteilt. Das bedeutet, daß man nur bei sehr hoher Strahlungsintensität oder sehr großen Beobachtungszeiten allgemeingültige Aussagen über die Zahl der Teilchen je Zeiteinheit, die sogenannte *Zählrate*, machen kann. In der Regel ist aber weder das eine noch das andere ausreichend zur Verfügung, so daß nach den Regeln der Wahrscheinlichkeitsrechnung, der Statistik und der Fehlerrechnung Abweichungen in gewisser Größenordnung stets in Kauf genommen werden müssen. Man spricht vom *statistischen Fehler*, der also völlig unabhängig von persönlich oder instrumentell bedingten Meßfehlern ist. Es gilt, die Größe dieses statistischen Fehlers zu erfassen und zugleich darauf bedacht zu sein, daß er relativ zum gemessenen Wert möglichst klein ist.

Geht man davon aus, daß eine Zahl N_n nicht exakt bestimmbar ist und daß die jeweiligen Meßwerte N_i statistisch nach der *Gaußschen* Verteilungskurve um den wahren Wert N_n gestreut sind, so ergibt die Wahrscheinlichkeitsrechnung, daß von i verschiedenen Meßwerten, wenn i nur groß genug ist, 68,3% oder rund $\frac{2}{3} \cdot i$ Meßwerte um höchstens $\pm\sqrt{N_n}$ von N_n abweichen. Umgekehrt ist zu erwarten, daß mit der Wahrscheinlichkeit $\frac{2}{3}$ der wahre Wert N_n innerhalb eines Gebietes von $\pm\sqrt{N}$ um einen gemessenen Wert N liegt. Man nennt

$$\sigma = \pm\sqrt{N} \quad \text{den } \textit{mittleren statistischen Fehler} \tag{45}$$

und prozentual auf N bezogen

$$\sigma_{rel} = \pm\frac{100}{\sqrt{N}}\ \% \quad \text{den } \textit{relativen statistischen Fehler.} \tag{46}$$

Es ist üblich, diesen Fehler bei den gemessenen Werten mit anzugeben. Er wird kleiner, je größer die Werte von N sind. Auch die Anzeige eines Zählratenmessers hat einen solchen relativen statistischen Fehler, der gegeben ist durch

$$\sigma_{rel} = \pm\frac{100}{\sqrt{2 \cdot I \cdot \tau}}\ \% \tag{47}$$

(I ist die angezeigte Impulsrate in Ips, τ die Zeitkonstante in Sekunden).

Der Wert σ hängt natürlich von der angegebenen Wahrscheinlichkeitsforderung ab. Da gelegentlich auch andere zulässige Streuungen angenommen werden, seien im folgenden die verschiedenen Streufehler statistischer Wahrscheinlichkeiten angeführt:

Unter der Voraussetzung einer ausreichend großen Anzahl von Meßwerten sind

50% der Meßwerte nicht weiter als $\sigma_{50} = \pm\, 0{,}6745 \cdot \sqrt{N} \approx \pm\, 0{,}7 \cdot \sqrt{N}$

68% der Meßwerte nicht weiter als $\sigma_{68} = \pm\, 1 \cdot \sqrt{N} = \pm\, 1 \cdot \sqrt{N}$

90% der Meßwerte nicht weiter als $\sigma_{90} = \pm\, 1{,}6949 \cdot \sqrt{N} \approx \pm\, 1{,}7 \cdot \sqrt{N}$

95% der Meßwerte nicht weiter als $\sigma_{95} = \pm\, 1{,}96 \cdot \sqrt{N} \approx \pm\, 2 \cdot \sqrt{N}$

99,7% der Meßwerte nicht weiter als $\sigma_{99} = \pm\, 3 \cdot \sqrt{N} = \pm\, 3 \cdot \sqrt{N}$

von dem wahren Wert N_n entfernt.

Ist die gemessene Impulsrate I_g die Zahl der gemessenen Impulse N_g dividiert durch die dafür benötigte Meßzeit t, so ist bei Verwendung des mittleren statistischen Fehlers die Impulsrate folgendermaßen anzugeben:

$$I_g = \frac{N_g}{t} \pm \frac{\sqrt{N_g}}{t} \,. \tag{48}$$

Hat man zwei voneinander unabhängige Fehlerquellen, so ist das gesamte Fehlerquadrat gleich der Summe der einzelnen Fehlerquadrate, d. h.

$$\sigma_{1,2}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \,. \tag{49}$$

Da die Bestimmung einer Impulsrate im allgemeinen nicht nur den statistischen Fehler der Impulszählungen, sondern auch den der Nulleffektmessungen enthält, ergibt sich der gesamte statistische Fehler einer Impulsrate zu

$$\Delta I = \sqrt{\frac{N_g}{t^2} + \frac{N_0}{t_0^2}} = \sqrt{\frac{I_g}{t} + \frac{I_0}{t_0}} \,. \tag{50}$$

Der relative statistische Fehler berechnet sich daraus zu

$$\sigma_{\text{rel}} = \Delta I \cdot \frac{100}{I}\,\%. \tag{51}$$

6.13. Beispiel einer Zählungsauswertung

a) *Nulleffektbestimmung:*

Gezählte Impulse vor der Messung 18, 21, 33, 15, 28 Impulse.
Gezählte Impulse nach der Messung 29, 32, 20, 18, 23 Impulse.
Meßzeit jeweils 1 Minute.
Insgesamt vor der Messung 115 Impulse
und nach der Messung 122 Impulse,
zusammen 237 Impulse in 10 Minuten.

Mittlerer Nulleffekt: $I_0 = \dfrac{237}{10} \approx 24$ Ipm.

b) *Messung*

Abgelesene Impulszahl N_g = 18034 Impulse.
Meßzeit t = 2 Minuten.

Gemessene Impulsrate $I_g = \frac{N_g}{t} = 9017$ Ipm.

c) *Zählverlustkorrektur:*

Auflösungszeit: $\tau = 400\ \mu\text{sec} = \frac{4 \cdot 10^{-4}}{60}$ min.

Zählverlust: $I_g \cdot \tau = 9017 \cdot \frac{4 \cdot 10^{-4}}{60} = 0{,}06$, d. h. der Zählverlust beträgt also 6%.

Korrigierte Impulsrate $I_{korr} = I_g \cdot (1 + I_g \cdot \tau) = 9017 \cdot 1{,}06$ Ipm
$I_{korr} = 9558$ Ipm.
Reduzierte Impulsrate $I = I_{korr} - I_0 = 9534$ Ipm.

d) *Fehlerbestimmung:*

$$\Delta I = \sqrt{\frac{I_g}{t} + \frac{I_0}{t_0}} = \sqrt{\frac{9017}{2} + \frac{24}{10}} = \sqrt{4511}\ \text{Ipm} = 67\ \text{Ipm}$$

$$\sigma_{rel} = 67 \cdot \frac{100}{9534} \approx 0{,}7\%$$

e) *Meßergebnis*

$$I = 9534 \pm 67 \frac{\text{Imp}}{\text{min}}$$

Bemerkung: Wenn $\frac{I_0}{t_0}$ – wie in diesem Beispiel – klein ist gegenüber $\frac{I_g}{t}$ (durch größeren t_0-Wert leicht zu erreichen), so kann man die Fehlerbestimmung vereinfachen:

$$N = N_g \pm \sqrt{N_g} = 18034 \pm 134$$

$$\Delta I = \pm \frac{\sqrt{N_g}}{t} = \pm \frac{134}{2} = \pm 67\ \text{Ipm}.$$

Die Zählverlustkorrektur sollte dagegen nur bei kleinen Impulsraten vernachläßigt werden.
(Mathematisch interessierte Leser werden zur Einführung in die hier angeschnittenen Fragen auf folgende Bücher aufmerksam gemacht: *Goldberg, S.:* Die Wahrscheinlichkeit, Verlag Vieweg, Braunschweig 1964; *Hartwig, G.:* Einführung in die Fehler- und Ausgleichsrechnung, Carl Hanser Verlag, München 1967; *Kreyszig, E.:* Statistische Methoden und ihre Anwendung, Verlag Vandenhoek und Ruprecht, Göttingen 1965.)

7. Aktivierung

Eine der wichtigsten Fragen der angewandten „künstlichen Radioaktivität“ ist die nach der Herstellung radioaktiver Isotope oder allgemeiner noch die Frage, wie man vorsätzlich verschiedene Nuklide ineinander umwandeln kann. Zweifellos geschehen derartige Umwandlungen, wenn den betreffenden Kernen bestimmte Energiemengen oder auch Teilchen zugeführt werden, also durch „Beschuß“ dieser Kerne mit bestimmten Strahlungen.
Die Einwirkung geladener Teilchen ist – wie früher dargelegt wurde (vgl. Abschnitt „künstliche Radioaktivität“) – nur bei besonders hohen Energien möglich. So läßt sich leicht errechnen, daß die Trefferwahrscheinlichkeit von α-Strahlen mit zunehmender Kernladungszahl des Targets (Zielnuklids) immer geringer wird und von einer bestimmten Kernladungszahl ab die Energie eines α-Strahlers nicht mehr ausreicht, daß das α-Teilchen den Kern überhaupt erreichen kann.
Man greift dann zu Energieerhöhungen durch sogenannte Teilchenbeschleuniger.
Auch γ-Strahlen lassen bei den im allgemeinen vorkommenden γ-Energien keine praktisch diskutablen Nuklidumwandlungen erwarten.
Relativ häufig treten aber solche Kernumwandlungen auf, wenn die betreffenden Nuklide von Neutronenstrahlung getroffen werden.

7.1. Einheit des Wirkungsquerschnittes

Will man die Wirkung von Neutronenstrahlung auf die Materie bestimmen, so ergibt sich eine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit im allgemeinen so, daß langsame Neutronen eine größere Wirkungswahrscheinlichkeit haben, d. h. besser die Kerne treffen und mit ihnen reagieren. Es besteht aber auch eine Abhängigkeit von dem betreffenden Stoff sowohl, wie von der durch die Wirkung erzielten Kernreaktion. Diese verschiedene Wirkungswahrscheinlichkeit läßt sich so darstellen, als habe der Atomkern je nach diesen Gegebenheiten einen anderen Querschnitt, wobei ein derart größerer Querschnitt eine höhere Trefferzahl hat und damit der größeren Wirkungswahrscheinlichkeit entspricht.
Es ergeben sich also sogenannte *Wirkungsquerschnitte* σ, die von dem geometrischen Querschnittsbegriff des betreffenden Kerns häufig sehr stark abweichen (Größenordnung der Kerndurchmesser ist 10^{-12} cm).
Der *„normale“ Querschnitt* von der Größenordnung $10^{-24}\,\text{cm}^2 = 10^{-28}\,\text{m}^2$ wird als *Querschnittseinheit* gewählt und heißt ein Barn:

$$\mathbf{1\ barn = 10^{-24}\ cm^2.}$$

Beispiele für Wirkungsquerschnitte:
Kerne des schweren Wasserstoffes, Deuteronen, haben für eine (n, γ)-Reaktion durch thermische Neutronen ($v = 2200$ m/sec; $E = 0{,}025$ eV) nur 0,0004 barn, Kadmiumkerne haben bei derselben Reaktion dagegen 2400 barn! (Bei etwas höheren Energien [0,17 eV] sogar 7000 barn.)
Hierin drückt sich auch aus, warum sich schweres Wasser so gut als Moderator, Kadmium aber gut als Absorber eignet.

7.2. Wirkungsquerschnitt und Anregungsfunktion

Für einen bestimmten Neutronenprozeß stellt man den Wirkungsquerschnitt eines Nuklids in Abhängigkeit von der Neutronenenergie dar. Man erhält meist

monoton fallende (manchmal jedoch auch steigende) Kurven für diese sogenannte *Anregungsfunktion*; gelegentlich aber auch Kurven mit ausgeprägten Maximalwerten bei bestimmten Neutronenenergien, sogenannten *Resonanzstellen* der betreffenden Kerne.
Diese „Resonanzenergie" ist ein wichtiger Hinweis für die Erforschung der Kernstruktur und offenbar gerade erforderlich, um den Atomkern auf einen „angeregten Energieterm" zu heben *(Breit* und *Wigner)*.

Verschiedene Energiebereiche des Wirkungsquerschnitts

Bei den mittelschweren und schweren Nukliden (Massenzahl größer als etwa 90) kann man im allgemeinen für die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die Absorption σ_A von der Neutronenenergie drei Bereiche unterscheiden:

a) Bei kleinen Neutronenenergien ($E < 0{,}1$ eV) nimmt der Wirkungsquerschnitt bei Energiezunahme ab. Er verhält sich hier umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit v; ein Zusammenhang, der kurz als $1/v$-Gesetz bezeichnet wird.

In diesem Energiebereich, dem sogenannten $\frac{1}{v}$-*Bereich* gilt also:

$$\sigma_A \sim \frac{1}{v} \quad \text{oder} \quad \sigma_A \sim \frac{1}{\sqrt{E}} = E^{-\frac{1}{2}}$$

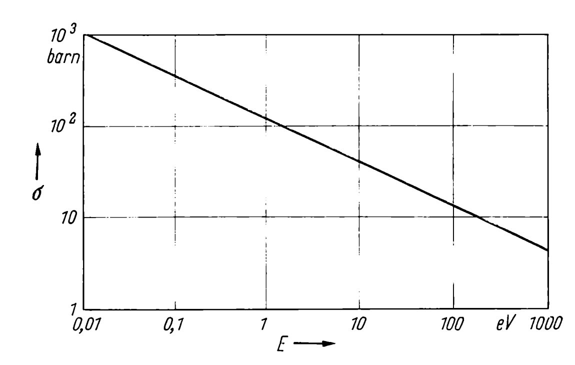


Bild 69.
Wirkungsquerschnitt von Bor für Neutronen

b) Bei Neutronenenergien zwischen 0,1 eV und 0,1 keV treten Resonanzstellen auf mit einem oder mehreren „Resonanzquerschnitten", die deutlich höher sind als die Wirkungsquerschnitte benachbarter Energien: „*Resonanzbereich.*"
(So hat z. B. Indium $^{115}_{49}$In in diesem Bereich 16 Resonanzstellen,
wie z. B. bei 1,5 eV mit 30000 barn,
bei 3,7 eV mit 800 barn,
bei 9 eV mit 100 barn usw.)

c) Bei stärkeren Neutronenenergien nimmt dann der Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Energie wieder stetig ab. Die Wirkungsquerschnitte kommen in die Größenordnung der geometrischen Kernquerschnitte (werden also „normal"): *Bereich der schnellen Neutronen* (bei 0,1 MeV etwa 2 bis 3 barn).

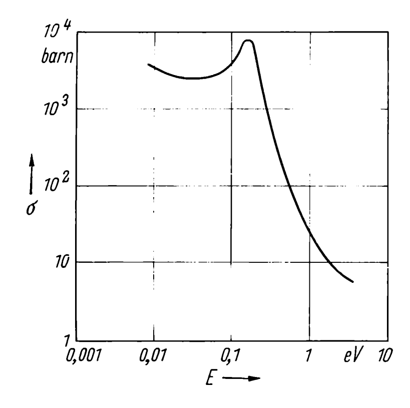


Bild 70. Wirkungsquerschnitt von Cadmium für Neutronen

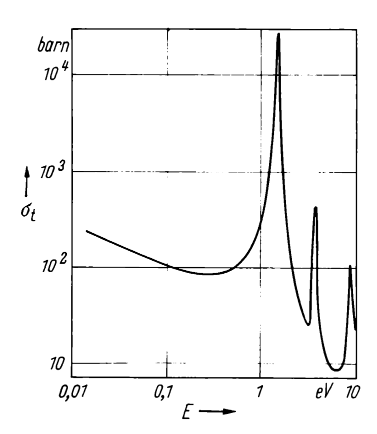


Bild 71. Wirkungsquerschnitt von Indium für Neutronen

7.3. Atomarer und makroskopischer Wirkungsquerschnitt

Zur Bestimmung der funktionalen Zusammenhänge des Wirkungsquerschnittes sei der Einfachheit halber ein paralleler Teilchenstrom angenommen, der mit der Intensität I_0 eine Fläche von 1 cm² senkrecht durchsetze[1]).
In diesem Teilchenstrom befinde sich ein einziger Atomkern, der aus dem Teilchenstrom dI Teilchen (als „wirkende Teilchen") bremst oder absorbiert.

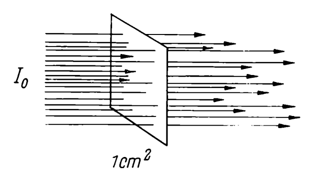


Bild 72. Ein Atom bremse dI Teilchen

Das Verhältnis dieser wirkenden Teilchen dI zur Gesamt-Teilchenzahl I_0 unserer Testfläche[1]) 1 cm² ist dann der sogenannte *atomare Wirkungsquerschnitt*

$$\sigma = \frac{\mathrm{d}I}{I_0} \quad \frac{\mathrm{cm}^2}{\text{Kernzahl}} \tag{52}$$

(Man wendet diesen so definierten Begriff nicht nur auf materielle Teilchenströme, sondern auch auf Ströme von γ-Quanten an!)

Befinden sich in 1 cm³ eines Nuklids N_0 Kerne (Bild 73), so nennt man

$$\Sigma = N_0 \cdot \sigma \quad \mathrm{cm}^{-1} \tag{53}$$

den *makroskopischen Wirkungsquerschnitt* Σ.

1 Um keine Mißverständnisse hervorzurufen, wurde hier die sonst übliche Bezeichnung „Querschnitt 1 cm²" vermieden.

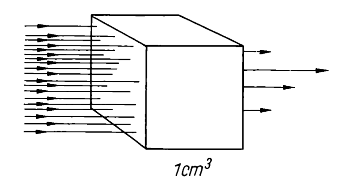


Bild 73. N_0 Kerne in 1 cm³

Σ bedeutet also den gesamten Wirkungsquerschnitt der Kerne in 1 cm³ Substanz. Seine Dimension ergibt sich nach (53) wie folgt:

$$\frac{\text{Kerne} \cdot \text{cm}^2}{\text{cm}^3 \cdot \text{Kern}} = \text{cm}^{-1}.$$

7.4. Der totale Wirkungsquerschnitt

Man unterscheidet dreierlei Wechselwirkungen von Neutronenstrahlen mit der Materie:

a) Das Neutron wird elastisch *gestreut*. Ein Teil seiner Energie geht auf den Kern über; das Neutron wird aus seiner Bahnrichtung abgelenkt; Moderatorwirkung. (Es gibt auch in einzelnen Fällen eine Art unelastischer Streuung, bei der das Neutron für kurze Zeit vom Kern eingefangen bleibt.)

Wirkungsquerschnitt σ_S = *Streuquerschnitt.*

b) Das Neutron wird *eingefangen* und verbleibt im Kern. Der so „angeregte" Kern sendet gewöhnlich ein γ-Quant oder ein, bzw. auch mehrere Elementarteilchen aus: „Einfangreaktion", im letzteren Falle auch „Austauschreaktion". Hier wird der Wirkungsquerschnitt auch σ_a = Aktivierungsquerschnitt genannt. (Tritt keine Reaktion ein, spricht man von Absorberwirkung.)

Wirkungsquerschnitt σ_E = *Einfangquerschnitt.*

3. Das Neutron *spaltet* den Kern, nachdem es vom Kern eingefangen wurde, in zwei Kerne, wobei noch einige freie Neutronen ausgesandt werden. Diese Spaltung (= fission) tritt jedoch nur bei sehr schweren Kernen auf.

Wirkungsquerschnitt σ_F = *Spaltquerschnitt.*

Die Summe der Wirkungsquerschnitte für diese verschiedenen Wechselwirkungen nennt man den *totalen Wirkungsquerschnitt*

$$\sigma_t = \sigma_S + \sigma_E + \sigma_F.$$

(Gelegentlich wird auch als Gegenstück zum Streuquerschnitt σ_S für $\sigma_E + \sigma_F$ der Ausdruck Absorptionsquerschnitt $\sigma_A = \sigma_E + \sigma_F$ verwendet.)

Entsprechend ist der makroskopische Wirkungsquerschnitt

$$\boldsymbol{\Sigma} = \boldsymbol{N} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{N} \cdot (\boldsymbol{\sigma}_S + \boldsymbol{\sigma}_E + \boldsymbol{\sigma}_F) \tag{54}$$

Σ in cm^{-1}, N Kerne · cm^{-3}, σ cm² je Kern.

7.5. Die durchschnittliche freie Neutronen-Weglänge

Die Dichte einer Substanz ist $\sigma = \frac{m}{V}$ gemessen in g/cm³,

die Loschmidtsche Zahl ist $L = \frac{\text{Zahl der Atome}}{\text{mol}}$,

die relative Atommasse A_r gemessen in g/mol, also ist

$$\frac{L}{A_r} = \frac{\text{Zahl der Atome}}{\text{mol}} \cdot \frac{\text{mol}}{\text{g}} = \frac{\text{Zahl der Atome}}{\text{g}}$$

$$\varrho \cdot \frac{L}{A_r} = \frac{\text{Zahl der Atome}}{\text{g}} \cdot \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} = \frac{\text{Zahl der Atome}}{\text{cm}^3}$$

nach oben gegebener Definition also

$\varrho \cdot \frac{L}{A_r} = N_0$, daher wird

$$\boldsymbol{\Sigma = \frac{\varrho \cdot L}{A_r} \cdot \sigma} \; . \tag{55}$$

Σ ist eine Fläche je Volumeneinheit gemessen in cm^2/cm^3, hat also die Dimension cm^{-1}. Der Kehrwert davon ist dann eine Strecke. Man nennt diesen Kehrwert

$$\boldsymbol{\frac{1}{\Sigma} = s_n} \quad \text{die } \textit{durchschnittliche freie Neutronen-Weglänge.} \tag{56}$$

7.6. Kernzahl, Neutronenzahl und Wirkungsquerschnitt

Da der *makroskopische Wirkungsquerschnitt* als Wirkungsfläche je Volumeneinheit zahlenmäßig (bei einem Volumen von der Dicke 1) dasselbe ist wie das Verhältnis der Wirkungsfläche zur Flächeneinheit, ist seine Größe auch gleichzeitig die *Trefferwahrscheinlichkeit* Σ.

(Unter „Wahrscheinlichkeit" versteht man das Verhältnis der Zahl der günstigen Fälle zur Zahl der möglichen Fälle.)

Da die Zahl der treffenden Teilchen gleich der Zahl der getroffenen Kerne N (cm^{-3}) ist, ist Σ auch das Verhältnis von N zur Zahl der auf die Flächeneinheit überhaupt auftreffenden Teilchen I (cm^{-2}):

$$\Sigma = \frac{N}{I} \text{ cm}^{-1}$$

oder $N = \Sigma \cdot I$. Da $\Sigma = N_0 \cdot \sigma$ ist, erhält man

$$\boldsymbol{N = N_0 \cdot \sigma \cdot I}. \tag{57}$$

N_0 ist die Zahl der Kerne (Atome) je cm^3,
σ ist der (atomare) Wirkungsquerschnitt (eines Kernes) in cm^2 oder 10^{24} barn,
I ist die Zahl der auftreffenden Neutronen je cm^2,
N ist die Zahl der reagierenden Kerne je cm^3.
(Sind z. B. durch Neutronenbeschuß von 0,04 cm^3 Gold $3{,}2 \cdot 10^9$ Atome radioaktiv geworden, so ist

$$N = \frac{3{,}2 \cdot 10^9}{0{,}04} \text{ cm}^{-3} = 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}.)$$

7.7. Aktivierungsbeispiel (1)

Auf ein Kobaltblech von 1 cm² und 0,1 mm Dicke treffen 10^{11} thermische Neutronen. Wieviel radioaktive Co-60-Kerne entstehen, wenn der Aktivierungsquerschnitt des Kobalts $\sigma \approx 22$ barn ist?

$\varrho(\text{Co}) = 8{,}9\ \text{g/cm}^3$, $A_r(\text{Co}) = 59$, $L = 6{,}02 \cdot 10^{23}$ je Mol.

Zahl der Kobaltatome in 1 cm³:

$$\frac{\varrho}{A_r} \cdot L = N_0 = \frac{8{,}9}{59} \cdot 6{,}02 \cdot 10^{23} \approx 9{,}1 \cdot 10^{22}\ \text{cm}^{-3}$$

$$N = N_0 \cdot \sigma \cdot I$$

$$= 9{,}1 \cdot 10^{22} \cdot 22 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-3} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{cm}^{-2}$$

$$N = 200 \cdot 10^9\ \text{cm}^{-3}$$

Das Kobaltblech hat das Volumen $0{,}01\ \text{cm}^3 = 10^{-2}\ \text{cm}^3$.
Es entstehen also $2 \cdot 10^9$ Co-60-Kerne!

7.8. Neutronenabsorption

Die Zahl der je Quadratzentimeter einfallenden Neutronen sei der *Teilchenstrom* I (cm⁻²).
Als Absorption sei der reine Neutroneneinfang betrachtet mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt σ.
Durch diese Absorption werde I um den Betrag $\mathrm{d}I$ vermindert. Sind N_0 Atome in 1 cm³ Absorptionssubstanz, dann sind $N_0 \cdot \mathrm{d}x$ Atome in einem Quadratzentimeter Folie von der Dicke $\mathrm{d}x$ (aus dieser Substanz).

Es gilt dann laut Definition:

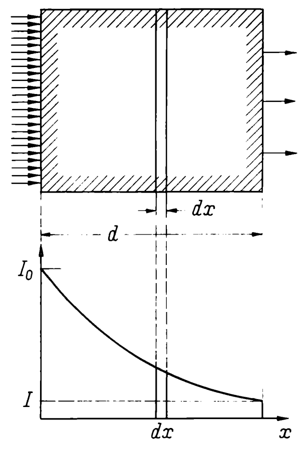


Bild 74. Neutronenabsorption

$$\frac{\mathrm{d}I}{I} = -\sigma \cdot N_0 \cdot \mathrm{d}x = -\Sigma \cdot \mathrm{d}x$$

$$\int_{I_0}^{I} \frac{\mathrm{d}I}{I} = -\sigma \cdot N_0 \cdot \int_0^d \mathrm{d}x$$

$$\ln I - \ln I_0 = -\sigma \cdot N_0 \cdot d$$

$$\boldsymbol{I = I_0 \cdot e^{-\sigma \cdot N_0 \cdot d}} \qquad (58)$$

dabei ist I der Teilchenstrom nach Durchgang durch d cm des Absorptionsmaterials.

$$\boldsymbol{I = I_0 \cdot e^{-d \cdot \Sigma}} \qquad (59)$$

$$\text{oder } I = I_0 \cdot e^{-\frac{d}{s_n}}$$

$\left(s_n = \frac{1}{\Sigma}\right.$ = durchschnittliche freie Weglänge der Neutronen).

7.9. Aktivierung und Bestrahlungszeit

Durch Neutroneneinfang können radioaktive Isotope gebildet werden. Die Aktivität einer bestrahlten Substanz strebt mit zunehmender Bestrahlungszeit t_B einem Höchstwert a_∞ zu:
Die Zunahme an aktivierter Substanz wird dann aufgewogen durch die Abnahme, das Abklingen der Aktivität mit zunehmender Zeit t_B. Ist λ die Zerfallskonstante der aktivierten Materie, so daß die Aktivität nach der Zeit t auf $a \cdot e^{-\lambda t}$ absinkt, so erhält man nach der Zeit t_B die Aktivität a_t als Differenz der erreichbaren Höchstaktivität a_∞ und der in der Bestrahlungszeit durch Zerfall verminderten Aktivität $a_\infty \cdot e^{-\lambda \cdot t_B}$ zu

$$a_t = a_\infty \, (1 - e^{-\lambda \cdot t_B}). \tag{60}$$

Man erhält also

bei $t_B = T_H$: 50% a_∞,
bei $t_B = 2T_H$: 75% a_∞,
bei $t_B = 3T_H$: 87,5% a_∞.

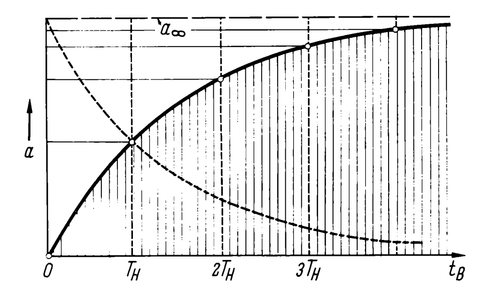


Bild 75. Aktivität und Bestrahlungsdauer

Aus der Kurve in Bild 75 ersieht man, daß es wenig sinnvoll ist, länger als 3 T_H zu aktivieren.
Bei einer Bestrahlungsdauer von drei Halbwertszeiten $t_B = 3T_H$ erhält man $a_{3T_H} = 87{,}5\%\ a_\infty$. Bei einer Bestrahlungsdauer von weiteren drei Halbwertszeiten $t_B = 3T_H$ wächst die Aktivität nur noch um etwa 11% a_∞ an auf $a_{6T_H} \approx 98{,}5\%\ a_\infty$.

Da $e^{-\lambda t} = 2^{-\frac{t}{T_H}}$ ist, ergibt sich aus $a_t = a_\infty \cdot (1 - e^{-\lambda t})$ für die Bestrahlungsdauer $t_B = z \cdot T_H$ von z Halbwertszeiten allgemein:

$$a_z = a_\infty \cdot (1 - 2^{-z}) \tag{61}$$

7.10. Teilchenfluß

Der Teilchenstrom I je Sekunde gibt ein Maß für die Intensität einer Teilchenstrahlung und wird auch der *Teilchenfluß* $\Phi = I/t$ genannt, wobei I die Anzahl n Teilchen je Quadratzentimeter Querschnittsfläche bedeutet. Bei einem Bündel paralleler Teilchenstrahlen versteht man unter dem Teilchenfluß die Zahl der Teilchen, die je Sekunde eine quer zur Teilchenstrahlung stehende Fläche von 1 cm² durchsetzen. $\Phi = \dfrac{n}{t \cdot F}$ $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$.

Da man nur in besonderen Fällen eine parallele Teilchenstrahlung hat, in vielen Fällen jedoch – wie z. B. bei langsamen Neutronen – alle Richtungen vorkommen, wird allgemein der Teilchenfluß aus dem Produkt
Teilchenfluß = Teilchendichte je cm³ · Teilchengeschwindigkeit

$$\Phi = \frac{n}{V} \cdot v \quad \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \tag{62}$$

bestimmt.
(Beim „thermischen Neutronenfluß“ Φ_{th} wird meist als Teilchengeschwindigkeit die sogenannte wahrscheinlichste Neutronengeschwindigkeit v_0 genommen, während der sogenannte „Maxwellfluß“ Φ_{M} hier die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}$ verwendet. Da $\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot v_0 = 1{,}128 \cdot v_0$ ist, besteht zwischen diesen beiden Begriffen kein sehr großer Unterschied.)

7.11. Aktivität durch Aktivierung

Wird ein Volumen V eines Nuklids, das durch Neutroneneinfang aktiviert wird und je cm³ den Einfangquerschnitt (= Aktivierungsquerschnitt) Σ_{E} hat, einem Neutronenfluß $\Phi = I/t$ (Zahl der Neutronen je cm² und je sec) ausgesetzt, so ist nach Gleichung 57 die höchst erreichbare Aktivität gegeben durch:

$$a_\infty = V \cdot \Sigma_{\text{E}} \cdot \Phi.$$

Da nun $\Sigma = \frac{\varrho \cdot L}{A_{\text{r}}} \cdot \sigma$ und $\varrho = \frac{m}{V}$ ist, erhält man

$$a_\infty = V \cdot \frac{\varrho \cdot L}{A_{\text{r}}} \cdot \sigma_{\text{E}} \cdot \Phi$$

$$a_\infty = \frac{m}{A_{\text{r}}} \cdot L \cdot \sigma_{\text{E}} \cdot \Phi \,. \tag{63}$$

Dabei wird a_∞ in Zps und σ_{E} in cm² gemessen.

Setzt man $L = 6{,}023 \cdot 10^{23}$ ein und rechnet in die Einheiten Ci und barn um, indem man mit $\frac{10^{-24}}{3{,}7 \cdot 10^{10}}$ multipliziert, so erhält man die Aktivität nach der Bestrahlungszeit t_{B}

$$a_t = 1{,}63 \cdot 10^{-11} \cdot \sigma_{\text{E}} \cdot \frac{m}{A_{\text{r}}} \cdot \Phi \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_{\text{B}}}) \tag{64}$$

mit a_t in Ci und σ_{E} in barn,
oder nach z Halbwertszeiten Bestrahlung

$$a_z = 1{,}63 \cdot 10^{-11} \cdot \sigma_{\text{E}} \cdot \frac{m}{A_{\text{r}}} \cdot \Phi \cdot (1 - 2^{-z}) \tag{65}$$

a_z in Ci, σ_{E} in barn.

Für $m = 1$ ergibt sich die „spezifische Aktivität“ in Ci/g.

7.12. Aktivierungsbeispiele (2, 3, 4)

Beispiel 2:

Welche Aktivität erhält 1 mg Mangan (σ_E = 10,7 barn) bei einer Bestrahlungszeit von 30 Minuten in einem thermischen Neutronenfluß von 10^{12} cm^{-2} · sec^{-1}? (T_H = 2,58 h, A_r(Mn) = 55, t_B = 0,5 h)

$$\lambda = \frac{0{,}693}{2{,}58} = 0{,}2696\ \mathrm{h}^{-1}$$

$$\lambda \cdot t_B = 0{,}1343$$
$$e^{-0{,}1343} = 0{,}874$$
$$1 - e^{-0{,}1343} = 0{,}126$$

$$a_t = 1{,}63 \cdot 10^{-11} \cdot 10{,}7 \cdot \frac{10^{-3}}{55} \cdot 10^{12} \cdot (1 - e^{-0{,}1343})\ \mathrm{Ci}$$

$$= \frac{1{,}63 \cdot 10{,}7 \cdot 0{,}126}{55} \cdot 10^{-2} = \frac{220}{55} \cdot 10^{-4}\ \mathrm{Ci}$$

$$a_t = 400\ \mu\mathrm{Ci}.$$

Beispiel 3:

a) In einem thermischen Neutronenfluß $\Phi = 10^{10}$ cm^{-2} · sec^{-1} befinden sich 100 mg reines Co-59. Nach welcher Zeit sind 300 µCi Co-60 (T_H = 5,27 a) entstanden, wenn der Wirkungsquerschnitt für diese Aktivierung σ = 20 barn beträgt?

b) Wie groß wäre die Sättigungsaktivität?

a)
$$a_t = 1{,}63 \cdot 10^{-11} \cdot \sigma \cdot \frac{m}{A_r} \cdot \Phi \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t})$$

$$\lambda = \frac{0{,}693}{5{,}27}\ \mathrm{a}^{-1} = 0{,}1315\ \mathrm{a}^{-1}$$

$$3 \cdot 10^{-4} = 1{,}63 \cdot 10^{-11} \cdot 20 \cdot \frac{0{,}1}{59} \cdot 10^{10} \cdot (1 - e^{-0{,}1315 \cdot t})$$

$$3 \cdot 10^{-4} = \frac{32{,}6}{59} \cdot 10^{-2} \cdot (1 - e^{-0{,}1315 \cdot t})$$

$$3 = 55{,}25 \cdot (1 - e^{-0{,}1315 \cdot t})$$
$$1 = 18{,}42 \cdot (1 - e^{-0{,}1315 \cdot t})$$
$$e^{-0{,}1315 \cdot t} = 1 - 0{,}0543 = 0{,}9457$$
$$0{,}1315 \cdot t = 0{,}0558$$
$$t = 0{,}4244\ \mathrm{a} = 155\ \mathrm{d}$$

b)
$$a_t = a_\infty \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t}) = a_\infty \cdot \frac{1}{18{,}42}$$

$$a_\infty = 18{,}42 \cdot 0{,}3\ \mathrm{mCi} = 5{,}525\ \mathrm{mCi}.$$

Beispiel 4:

Indium In-115 hat thermischen Neutronen gegenüber den Wirkungsquerschnitt $\sigma = 155$ barn. Das aktivierte Indium In-116 hat die Halbwertszeit $T_H = 54$ min. Wie hoch ist ein Neutronenfluß, in dem 2 mg Indium nach 3 Halbwertszeiten auf 0,1 μCi aktiviert werden?

$$a_t = 1{,}63 \cdot 10^{-11} \cdot \sigma \cdot \frac{m}{A_r} \cdot \Phi \cdot (1 - 2^{-z})$$

$$\Phi = \frac{a_t \cdot A_r \cdot 10^{11}}{1{,}63 \cdot \sigma \cdot m \cdot (1 - 2^{-z})}$$

$$z = 3; \quad 1 - 2^{-z} = \frac{7}{8}$$

$$\Phi = \frac{115 \cdot 10^{11-7} \cdot 8}{1{,}63 \cdot 155 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \cdot 7}$$

$$\Phi = \frac{9200}{3535} \cdot 10^6 = 2{,}6 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$$

8. Kernstrahlungs-Spektrometrie

8.1. Energiespektrum

Unter einem Spektrum wird die Aufgliederung einer Strahlung nach ihrer Energie verstanden, möglichst unter Angabe der zu den verschiedenen Energien gehörenden Strahlungsintensitäten. (Das Wort stammt aus der Optik des sichtbaren Lichtes und wurde zunächst für die Aufgliederung des weißen Lichtes in seine Regenbogenfarben verwendet. Diese Aufgliederung ist aber eine Aufteilung nach den Lichtfrequenzen, also auch nach den Energien. $E = h \cdot \nu$)

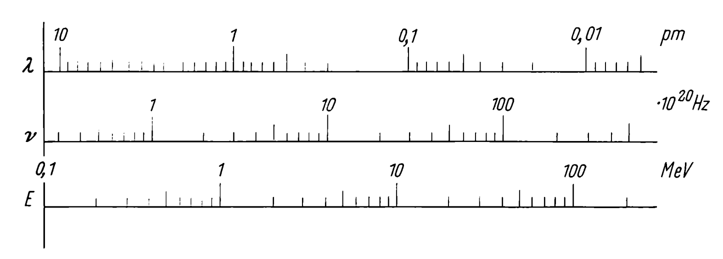


Bild 76. Beziehungen zwischen Wellenlänge, Frequenz und Energie der Quanten

Man spricht von einem Strahlenspektrum oder auch einem Energiespektrum sowohl bei elektromagnetischer Wellenstrahlung, wie auch bei Teilchenstrahlung. Will man ein Spektrum erhalten, so ist es also zunächst wichtig zu wissen, um welche Strahlenart es sich handelt, denn die Aussonderung (Diskriminierung) der verschiedenen Strahlenenergien ist naturgemäß je nach der Strahlenart verschieden. Im allgemeinen ist zu unterscheiden zwischen
a) Strahlung geladener Teilchen,
b) Strahlung ungeladener Teilchen,
c) elektromagnetischer Wellenstrahlung.

8.2. Diskriminierung bei Teilchenstrahlung

Am leichtesten verständlich ist die Diskriminierung der Strahlung *geladener Teilchen*. Diese Strahlen lassen sich im elektrischen und magnetischen Feld ablenken, wobei die Stärke dieser Ablenkung unter anderem abhängig von der Teilchenenergie ist. (Auf diesem Prinzip wurden auch Massenspektrometer aufgebaut, bei denen allerdings bei bekannter Energie eine Diskriminierung der Massen erfolgt, um z. B. Isotope voneinander zu trennen.) Zur Bestimmung von β-Energien hat man Spektrometer gebaut, in denen β-Strahlen im Vakuum durch Magnetfelder abgelenkt und fokussiert werden. Auf diese Weise ist es möglich, β-Energien direkt genau zu bestimmen.
Bei weitem schwieriger ist die Spektrometrie einer Strahlung *ungeladener Teilchen*. Hier ist man im allgemeinen auf gewisse Umwege oder indirekte Methoden angewiesen. So können bekannte Absorptionserscheinungen, Beugungserscheinungen oder die Auslösung bestimmter Prozesse oder anderer Strahlen zur Diskriminierung dieser Strahlenenergien herangezogen werden.

8.3. Diskriminierung bei Energiestrahlung

Auch die Erzeugung eines Spektrums *elektromagnetischer Wellenstrahlung* stößt auf Schwierigkeiten, wenn es sich um immer höhere Frequenzen und Energien handelt. Zur Diskriminierung dieser Energien wurde beim *sichtbaren* Licht zunächst die *Brechung* des Lichtes, dann seine *Beugung* verwendet. Das letztere Prinzip läßt sich bekanntlich in abgewandelter Form bis in den Bereich der Röntgenstrahlung anwenden. Bei immer höheren Energien, also auch im sogenannten γ-Bereich, versagt es jedoch, und man ist gezwungen, nach anderen Methoden zur Diskriminierung zu suchen. So benötigt man einen *Strahlendetektor*, der nicht nur für die betreffende Strahlung an sich empfindlich ist, sondern auch noch in dieser Strahlenempfindlichkeit *energieabhängig* ist. Derartige Detektoren sind nun bekannt und zwar nicht nur für den Bereich der γ-Strahlen, sondern auch für Teilchenstrahlung.

In dem Abschnitt „Nachweismethoden für radioaktive Strahlung" wurden bereits als energieabhängige Detektoren erwähnt: Das *Proportionalzählrohr*, der *Szintillationsmeßkopf* und der *Sperrschichtmeßkopf* (vgl. 6.4., 6.6., 6.8.). Diese Detektoren liefern – allerdings mit unterschiedlicher Auflösungsgüte – Impulse, deren Höhe bei gleicher Strahlenart energieabhängig ist.

8.4. Einkanalspektrometer

8.4.1. *Impulshöhenanalysator*

Die nachfolgende Elektronik muß nun derart sein, daß stets nur Impulse bestimmter einstellbarer Höhe an das betreffende Meßgerät weitergegeben werden. Solche Geräte werden *Impulshöhenanalysatoren* genannt. Sie bestehen im allgemeinen aus folgenden einzelnen Bauteilen:
Einem meist stufenweise regelbaren linearen Verstärker und zwei in Antikoinzidenz geschalteten Diskriminatoren.
Ein derartiger Diskriminator besitzt eine kontinuierlich regelbare Schwelle. Impulse, die nicht höher als diese Schwelle sind, werden nicht weitergeleitet.
Daraus folgt, daß bei Verwendung eines dieser Diskriminatoren nur diejenigen Impulse an das Meßgerät weitergegeben werden, deren Höhe den eingestellten Schwellwert überschreitet (Integraldiskriminierung).
Der zweite Diskriminator hat eine etwas höher eingestellte Schwelle. Er ist mit dem ersten parallel und in Antikoinzidenz[1]) geschaltet, d. h. Impulse werden nur weitergeleitet, wenn sie nicht über beiden Schwellen liegen. So folgt schließlich, daß man durch die Schwellendifferenz ein „Fenster" (oder einen „Kanal") wählen kann, innerhalb dessen Breite die zu messenden Impulse liegen müssen.

Man kann nun mit einer bestimmt eingestellten Fensterbreite den ganzen Impulshöhenbereich abfahren (Differentialdiskriminierung). Daraus erhält man eine Meßkurve, die in Energien geeicht werden kann und damit ein Bild des betreffenden gesuchten Spektrums ergibt („sliding-channel"-Verfahren). Das ist das meist geübte Verfahren, das die sogenannten *Einkanalspektrometer* verwenden.

1 Eine sogenannte Antikoinzidenzstufe erhält Impulse auf zwei Wegen, leitet diese aber nur dann weiter, wenn sie nicht zusammenfallen, so daß also der Impuls des einen Weges den anderen Weg gerade sperrt.

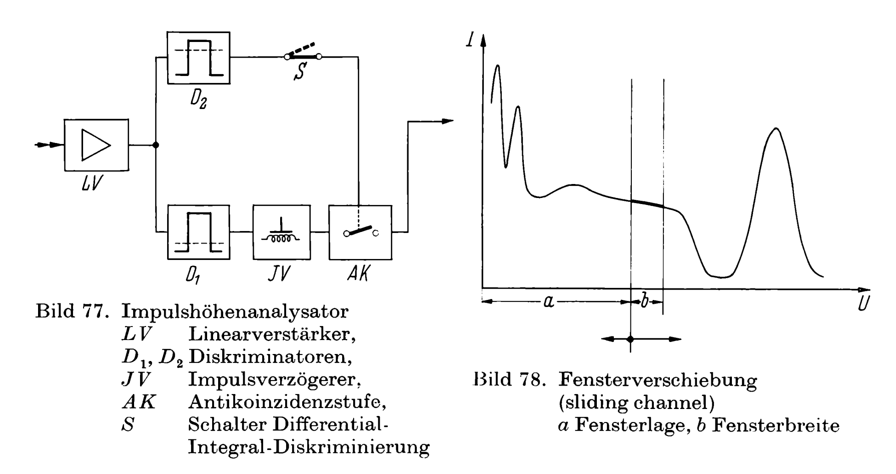


Bild 77. Impulshöhenanalysator
LV Linearverstärker,
D_1, D_2 Diskriminatoren,
JV Impulsverzögerer,
AK Antikoinzidenzstufe,
S Schalter Differential-Integral-Diskriminierung

Bild 78. Fensterverschiebung (sliding channel)
a Fensterlage, b Fensterbreite

8.4.2. *Absolute Fensterbreite*

Es ist leicht einzusehen, daß man um so genauere Werte erhält, je schmaler die Fensterbreite gewählt wird. Andererseits fallen in ein schmales Fenster auch weniger Impulse. Man muß dann, um überhaupt statistisch verwertbare Impulszahlen zu bekommen, die Meßzeit (zur Auszählung der Impulse) groß wählen. (Hat man es mit kurzlebigen Strahlern zu tun, so kann dieses Verfahren also möglicherweise überhaupt nicht zu der erstrebten Genauigkeit führen.)

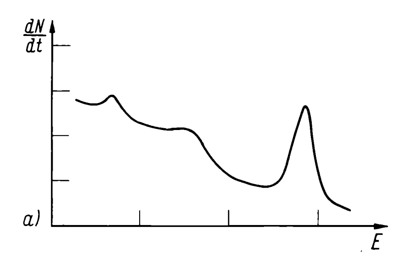
8.4.3. *Relative Fensterbreite*

Der Impulshöhenbereich bedeutet beim Diskriminator einen Spannungsbereich von beispielsweise im ganzen 100 V. Das darüber liegende Fenster (der Meßkanal) habe eine Breite von z. B. 3 V. Diese Fensterbreite ist dann gegenüber den hohen Werten um 100 V gering (3%), jedoch gegenüber niederen Werten, wie etwa 12 V, relativ groß (25%). Das hat zur Folge, daß in diesen niederen Bereichen verhältnismäßig viel Impulse innerhalb der Kanalbreite liegen, die Spektralkurve für niedere Energien relativ höher liegt als bei höheren Energiewerten (Bild 79a). Die relative Kanalbreite wird bei höheren Energien kleiner, man erhält daher grundsätzlich nach rechts fallende Kurven.

Um diese manchmal unerwünschte Eigenart der Einkanalspektrometrie mit Kanalverschiebung zu umgehen, kann man bei manchen Geräten auch bei fester mittlerer Kanalhöhe die Verstärkung kontinuierlich ändern und damit gewissermaßen das Spektrum an dem fest eingestellten Fenster vorbeischieben („gain-scanning"-Verfahren) (Bild 79b).

8.4.4. *Maßstäbe*

Bei der Aufnahme eines Spektrums mit Verstärkungsänderung (gain scanning) ist zu beachten, daß dabei das Spektrum niemals linear an dem Fenster vorbeiwandert. Die Auswirkung der Verstärkungsänderung ist eine höhere Funktion, die in einem gewissen Bereich durch eine „logarithmische Proportionalität" angenähert werden kann.



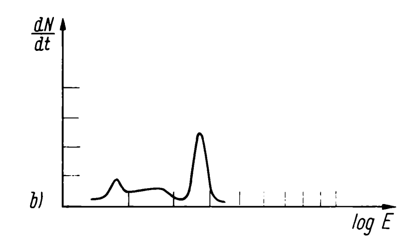


Bild 79. γ-Spektrum
a) mit linearer Energieskala (sliding channel) und
b) mit logarithmischer Energieskala (gain scanning)

Da sich bei diesem Verfahren die (fest eingestellte) Fensterbreite energieproportional ändert, folgt auch mathematisch, daß es hier erforderlich ist, die Energieachse mit logarithmischem Maßstab zu versehen.
(Im Gegensatz dazu ist bei der Fensterverschiebung, dem sliding-channel-Verfahren, die Energieachse linear geteilt, vgl. Bild 79.)
Diese Dinge sind bei der Deutung und Auswertung der Spektralkurven zu beachten. Es ist auch darauf hinzuweisen, daß sich bei vielen Geräten die Impulshäufigkeit wahlweise in linearem oder logarithmischem Maßstab ausschreiben läßt. Das letztere empfiehlt sich besonders bei starken Unterschieden in den Impulshäufigkeiten.

8.5. Graukeilspektrometer

Wie bereits erwähnt, kann die Aufnahme eines Spektrums mit einem derartigen Spektrometer besonders bei geringen Aktivitäten (z. B. Bestimmung der Nuklide im Regenwasser) zu unerträglich langen Meßzeiten führen (evtl. Messungen über Stunden und Tage).

Man kann sich unter Verzicht auf einen Teil der Genauigkeit jedoch einen relativ schnellen Überblick auf folgende Weise verschaffen. Bringt man die gemessenen Impulse ohne Diskriminierung auf den Schirm eines impulsgetriggerten Oszillographen, so erhält man ein Bild wie bei 81 a.
Mit Hilfe eines elektronischen Kunstgriffes kann man erreichen, daß jeder Impuls auf seinem Scheitelwert eine Zeit lang erhalten bleibt. Dann hängt man ihm also im Oszillographenbild ein sogenanntes „horizontales Dach" an. Das Bild sähe dann folgendermaßen aus (Bild 80):

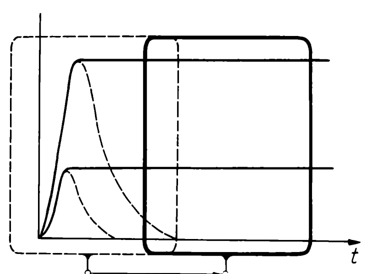


Bild 80. Impulsverlängerung (horizontales Dach) und Bildausschnittverschiebung

Man geht nun mit dem Bildausschnitt weiter nach rechts und erhält parallele Linien, bei denen sich die am häufigsten vorkommenden Impulshöhen (Energien) durch größere Bildschirmhelligkeit auszeichnen. Nach Vertauschen der x- und y-Koordinaten stehen diese Linien senkrecht (Bild 81 b). Über dieses Bild legt man

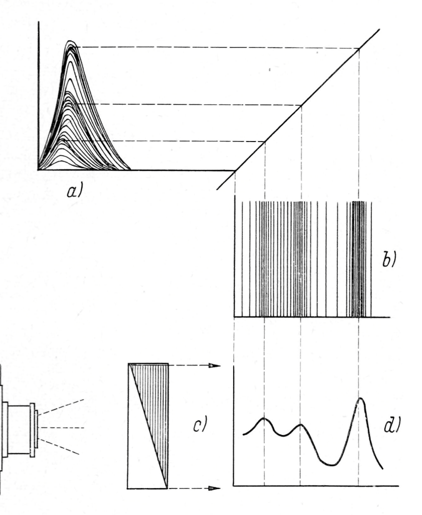


Bild 81. Graukeilspektrum
a) anfallende Impulse verschiedener Höhe,
b) Bild der horizontalen Impulsdächer nach Umsetzung in die Vertikale,
c) Graukeil (Querschnitt) erzeugt von
b das Graukeilspektrum
d als Helldunkel-Grenze in der eine bestimmte Zeit lang belichteten Photographie

dann ein optisches gleichmäßig von oben nach unten verlaufendes Graufilter, einen sogenannten Graukeil, und photographiert durch diesen Graukeil das Oszillographenbild mit einer entsprechenden Belichtungszeit. Dann werden die Linien größerer Helligkeit den Graukeil weiter nach oben durchdringen (Bild 81d). Bei hart arbeitendem photographischem Material ergibt sich dann eine Grenzkurve zwischen hell und dunkel, die dem Energiespektrum entspricht, das sogenannte „*Graukeilspektrum*" (vgl. Bilder 82 und 97).

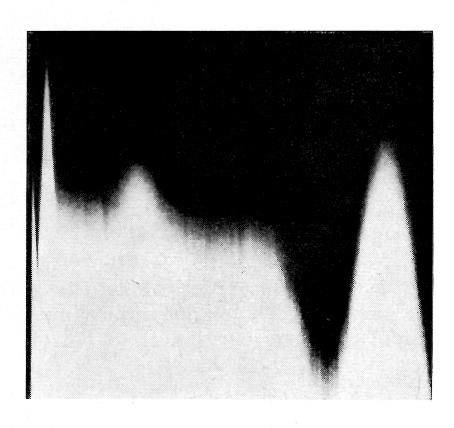


Bild 82. Graukeilspektrum von Cs-137. (Werkphoto *AEG-Telefunken*)

Man kann dieses Graukeilspektrum eichen, soll aber dabei beachten, daß aus optischen Gründen die Grenzkurve nicht linear der Impulshäufigkeit entspricht, sondern logarithmisch.

Es gibt Impulshöhenanalysatoren, bei denen durch geeignete elektronische Schaltung der Leuchtpunkt auf dem Oszillographenschirm während des Verlaufes auf dem horizontalen Dach proportional dazu hell wird. Durch diesen *elektronischen Graukeil* wird ein optischer Graukeil überflüssig.
Unter Verwendung der Polaroidphotographie kann man so innerhalb weniger Minuten ein Bild des gesuchten Spektrums erhalten. Es muß allerdings nochmals festgestellt werden, daß der Zeitgewinn der Graukeilspektrometrie auf Kosten der Genauigkeit geht.

8.6. Vielkanalspektrometer

Wird größere Genauigkeit bei gleichzeitig kurzen Meßzeiten gefordert, so kann man das nur mit dem erheblich größeren Aufwand eines *Vielkanalspektrometers* erreichen. Es handelt sich dabei um ein Spektrometer, dessen gesamter Meßbereich in viele gleich breite Kanäle geteilt wird, in die bei der Messung die einlaufenden Impulse nach ihrer Amplitudenhöhe eingeordnet und gespeichert werden. Es wird also praktisch in allen Kanälen gleichzeitig gemessen. Üblich sind Geräte mit 100 bis 400 Kanälen oder nach dem Dualsystem mit 256 bis 1024 Kanälen. (Man baut für Sonderzwecke auch Geräte mit noch mehr Kanälen.)

8.6.1. *A-D-Konverter mit Sägezahnspannung*

Elektronisch liegt hier also das Problem vor, jeden eintreffenden Impuls nach seiner Höhe sortiert dem betreffenden Meßkanal zuzuführen. Dazu wird ein geeigneter *Analog-Digital-Wandler* benötigt. Gewöhnlich wird dabei die Impulsamplitude mit einer von unten bis oben den ganzen Meßbereich mit *linearem* Anstieg überstreichenden *Sägezahnspannung* verglichen, die getriggert gleichzeitig mit Eintreffen des Impulses einsetzt.

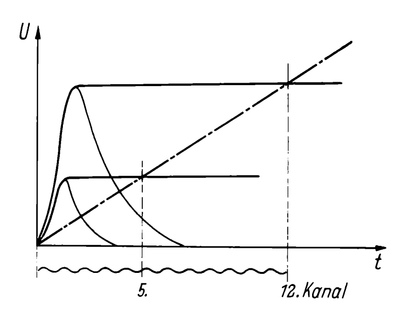


Bild 83. Analog-Digital-Wandler: Verteilung von Impulshöhen in Kanäle

Der Nachteil dieser Methode ist eine verhältnismäßig hohe Totzeit des Gerätes, die überdies noch von der Impulsamplitude abhängig ist, so daß für die höheren Impulse wegen der längeren Totzeit eine geringere Zählwahrscheinlichkeit besteht.

8.6.2. *A-D-Konverter mit Wägeverfahren*

Eine andere im Endeffekt viel schnellere Methode, bei der auch die niederen Impulse nicht bevorzugt werden, wendet das sogenannte *Wägeverfahren* an. Die Impulsamplitude wird zuerst mit einer mittleren Spannung verglichen, sodann je

nach dazu positiver oder negativer Lage der Impulshöhe mit der halben Spannung mehr oder weniger und so fort. Es ist leicht zu erkennen, daß bei 256 Kanälen hier bereits höchstens acht Schritte erforderlich sind!
Man kommt hier also auf sehr kurze Totzeiten, die einschließlich der für die Speicherung der gefundenen Werte erforderlichen Zeit nur 20 bis 30 μsec betragen!

8.6.3. *Besondere Eigenschaften*

Es ist verständlich, daß das Arbeiten mit einem Vielkanalzähler auch mehr Anpassungen des Gerätes an das jeweilige Meßproblem erfordert. Andererseits hat man den Vorteil, daß man den Inhalt der einzelnen Kanäle speichern kann und dann nach Bedarf der Reihe nach abfragen kann. Das kann beliebig auf einen Oszillographenschirm erfolgen oder auf Magnetband, Lochstreifen, automatische Schreibmaschine oder Schnelldrucker usw. Auch gibt es bereits Vielkanal-Rechenanalysatoren, mit denen die Inhalte der einzelnen Kanäle zwecks Integrierungen oder Spektrenvergleich bereits elektronisch miteinander verrechnet werden können. Oft ist der hohe Aufwand für ein Vielkanalspektrometer bereits durch die Möglichkeit gerechtfertigt, mit ihm auch schwache Aktivitäten kurzlebiger Nuklide erfassen zu können.

8.7. **Energieempfindliche Detektoren**

8.7.1. *Proportionalzählrohr*

Das *Proportionalzählrohr* eignet sich gut zur Diskriminierung *niederenergetischer β-Strahlen.* Bei höheren Energien würden zur völligen Absorption zu große Zählrohrdimensionen erforderlich werden. In dem beschränkten Energiebereich bis etwa 100 keV lassen sich β-Spektren mit recht guter Auflösung mit Hilfe von Proportionalzählrohren gewinnen.

Für γ-Strahlen ist das Auflösungsvermögen von Zählrohren bekanntlich gering. Der Nachweis geschieht über Absorption durch Photoeffekte in der Zählrohrwand. Dabei muß das Material der Zählrohrwand jedoch wiederum nicht zu hohe Dichte haben, um das Photoelektron möglichst ungeschwächt in das Zählrohr gelangen zu lassen. Diese Dinge beschränken die Verwendung des Proportionalzählrohres zur Spektrometrie von γ-Strahlen ebenfalls auf niedere Energien.

8.7.2. *Halbleiterzähler*

Der Sperrschichtmeßkopf liefert gute *energieproportionale Impulse,* die zu Peaks mit erstaunlich günstiger Halbwertsbreite[1] (2% und besser) führen. Die Anwendung dieser Meßköpfe ist jedoch aus anderen Gründen z. Zt. noch eingeschränkt: Die empfindliche Schicht dieser Detektoren ist sehr dünn, eignet sich daher hauptsächlich für Spektrometrie *schwerer Teilchenstrahlung,* wie etwa von *α-Strahlung,* die bereits in so dünner Schicht ihre ganze Energie abgeben kann. Die Oberflächen dieser α-Detektoren sind mechanisch und chemisch sehr anfällig und müssen mit großer Vorsicht behandelt werden.

Zur *β-Spektrometrie* werden wieder andere Halbleiterdetektoren benötigt. Die strahlenempfindliche Schicht muß so angeordnet und auch so tief sein, daß in ihr möglichst alle β-Energien abgegeben werden.

1 vgl. 8.8.2.

Zur *γ-Spektrometrie* geeignete Sperrschichtzähler verwenden statt Silizium mit seiner geringen Ordnungszahl besser Germanium ($Z = 32$), in das Lithium so gedriftet wird, daß eine ausreichend tiefe empfindliche Schicht entsteht. Auch hier stören trotz des überraschenden Energieauflösungsvermögens dieser Detektoren gewisse Behandlungsschwierigkeiten zur Zeit noch die allgemeine Verwendung. So werden z. T. Meßtemperaturen von $-170°$ C und Aufbewahrungstemperaturen von $-70°$ C gefordert. Hinzu kommt, daß bei allen diesen Halbleiterdetektoren die *Güte der Kristalle* unter dem Einfluß der radioaktiven Strahlung leidet und daß daher ihre Lebensdauer nur begrenzt ist. Es besteht die Hoffnung, daß es gelingt, leichter verwendbare Sperrschichtmeßköpfe herzustellen.
An den Halbleiterdetektor wird, da seine abgegebenen Impulse nur äußerst klein sind, möglichst ohne Zwischenkabel ein ladungsempfindlicher Vorverstärker angeschlossen.

8.7.3. *Szintillationszähler*

Der z. Zt. für die Spektrometrie am meisten verwendete Meßkopf ist der *Szintillationsmeßkopf*. Er besteht aus einem Szintillator, dem angesetzten Photo-Sekundär-Elektronen-Vervielfacher (PSEV, oder auch Photo-Multiplier[1]) genannt) und einer Anpassungsstufe (Kathodenfolger) an das niederohmige Meßkabel. Im *Szintillator*, der fest oder auch flüssig sein kann, werden durch die einfallende Strahlung Lichtquanten erzeugt, die – meist über einen Lichtleiter – auf die Photokathode des Multipliers fallen. Die von der Photokathode ausgehenden

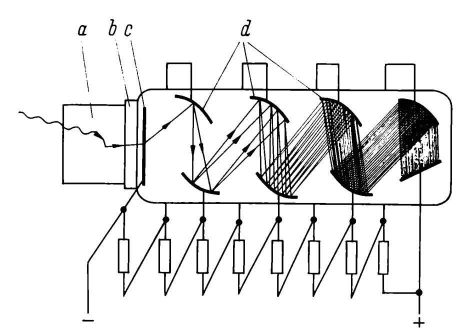


Bild 84. Szintillationsmeßkopf
a) Szintillator,
b) Lichtleiter
c) Photokathode } im Multiplier
d) Dynoden } (PSEV)

Photo-Elektronen treffen im *Multiplier* auf Prallelektroden oder Dynoden, lösen dort eine Vielzahl von Sekundärelektronen aus, die zu einer weiteren Prallelektrode beschleunigt werden und so fort. Von der letzten Dynode wird die nun auf einen ansehnlichen Betrag angewachsene Elektronenlawine auf die Anode zu beschleunigt und liefert dort einen zum Eingangsimpuls von der Photokathode proportionalen Impuls, der aber einen von der anliegenden Spannung abhängigen Verstärkungsgrad aufweist. Dieser liegt z. B. in einer Größenordnung von 10^8 und ist daher gut meßbar. Dabei muß die Hochspannung zwischen Photokathode und Anode äußerst konstant sein, d.h. etwa auf 10^{-4}. Sie wird durch Spannungsteiler auf die einzelnen Dynoden verteilt.

1 multiplier (engl.) = Vervielfacher.

Zur einwandfreien Funktion eines solchen Sekundärelektronen-Vervielfachers ist außer der hohen Spannungskonstanz auch die *völlige Abschirmung* äußerer Magnetfelder erforderlich. Man verwendet zur Abschirmung gewöhnlich einen zylindrischen Mantel aus Mu-Metall. Weiterhin sind diese Vervielfacher auch in gewisser Weise störanfällig gegenüber Temperaturschwankungen. Daraus folgt, daß bei ihrem Einsatz in der Nähe von temperaturstrahlenden Geräten oder Maschinen ein Kühlmantel zu empfehlen ist.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die Dynoden auch ohne äußere Einwirkung bei normalen Temperaturen einige Elektronen aussenden. Dadurch entsteht am Ausgang des Multipliers ein *Rauschen*, das man hier, da es ohne Lichteinwirkung entsteht, auch den sogenannten *Dunkelstrom* nennt. Seiner Herkunft nach folgt, daß er temperaturabhängig ist. Aus diesem Grunde wendet man bei der Messung äußerst schwacher Strahlungsintensitäten geringer Energien auch noch eine Tiefkühlung an. Für die meist vorkommenden Messungen wird aber der Aufwand derartiger Kühlungen nicht erforderlich sein, zumal auch durch den Mu-Metallmantel und das äußere Schutzgehäuse des Meßkopfes bereits krasse Temperatursprünge am Multiplier unterdrückt werden.

Da die von der Photokathode abgegebenen Elektronen der einfallenden Lichtmenge, d. h. der Zahl der Lichtquanten, die der Szintillator abgibt, proportional sind, folgt, daß Szintillatoren zu verwenden sind, bei denen die Lichtstärke der Szintillation der Energie der einfallenden Strahlen proportional ist. Unter diesen Bedingungen sind bei einer gegebenen konstanten Hochspannung die am Ende des Meßkopfes auftretenden *Impulsamplituden der Energie* der am Szintillator einfallenden Strahlung *proportional.*

8.7.3.1. Vorgänge im Szintillator

Um die bei einer bestimmten einfallenden Strahlenenergie von einem Szintillationsmeßkopf abgegebenen Impulse richtig zu deuten und damit das vom Spektrometer gelieferte Spektrum zu verstehen, ist es nötig, die Vorgänge im Szintillator näher zu untersuchen.

Im Szintillator entstehen zunächst energiereiche Elektronen, wenn eine Teilchen- oder γ-Strahlung in ihn eindringt. Bei Teilchenstrahlung werden derartige Elektronen durch Ionisationen gebildet, bei γ-Strahlung durch Photoeffekte, aber auch durch Compton- und Paarbildungseffekte. Die Energie dieser Elektronen wird in kleinsten Beträgen an andere Elektronen des Szintillatorstoffes weitergegeben, bis sie nach relativ sehr kurzer Zeit an ein Fremdatom, bzw. Fremdion im Szintillator trifft, das die Energie nicht weitergeben kann. Es ist also von Bedeutung, daß bei Verwendung der sehr reinen Einkristalle als Szintillatoren, diesen geringe Mengen eines bestimmten Fremdstoffes, hier *Aktivator* genannt, beigefügt werden. An diesen Fehlstellen des Kristalls wird die eingestrahlte Energie abgegeben. Ein bestimmter, zur Energie proportionaler Teil wird dabei in Form von Lichtquanten emittiert. Während nun α- und β-Strahlen im allgemeinen ihre ganze Energie an den Szintillator übertragen, ist das bei γ-Quanten nur der Fall, wenn der Szintillator eine ausreichende Dichte und Größe hat. Es läßt sich (unter Berücksichtigung von Verlusten) nachweisen, daß bei totaler Absorption ein γ-Quant von etwa 1 MeV Energie im Szintillator um 10^4 Lichtquanten erzeugt! (Entsprechende Größenordnungen findet man auch bei α- oder bei β-Strahlung.)

8.7.3.2. Eigenschaften des Szintillators

Welche *Forderungen* sind an einen guten Szintillator zu stellen? Zunächst muß er eine für die Absorption der betreffenden Strahlung ausreichende Größe haben, wobei man zu große Ausmaße nicht nur der höheren Kosten wegen vermeidet, sondern auch wegen der dadurch bedingten Vergrößerung des Nulleffektes. Sodann muß der Szintillator möglichst glasklar sein und sollte auch – wenn möglich – keine Sprünge haben, damit die erzeugten Lichtblitze ungehindert weitergeleitet werden können.

Schließlich ist von Bedeutung, daß der Lichtblitz kurz ist, also kein „Nachleuchten" auftritt. Anzustreben ist, daß der Lichtblitz kürzer ist als die Elektronenlaufzeit im Multiplier (Größenordnung µsec). Auch die Frequenz der ausgesandten Lichtquanten ist von Bedeutung, denn die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode des Multipliers muß mit ihr übereinstimmen.

Es ist nicht immer möglich, alle Forderungen gleichzeitig optimal zu erfüllen.

8.7.3.3. Spezielle Szintillatoren

In der Praxis haben sich folgende Leuchtstoffe bewährt: Für Nachweis und Spektrometrie von γ-Strahlen werden meist mit Thallium aktivierte Einkristalle aus *Natriumjodid* – NaJ(Tl) – verwendet. Diese sind glasklar und lassen sich in außerordentlichen Größen herstellen. Für extrem energiereiche Quanten, wie sie bei künstlichen Beschleunigern auftreten können, hat man zylindrische NaJ(Tl)-Szintillatoren von 20 cm Durchmesser und 20 cm Höhe hergestellt. Da NaJ eine relativ gute γ-Absorption hat (Dichte $\varrho = 3{,}67$ g/cm³; Ordnungszahl von Jod $Z = 53$) (vgl. Bild 85), genügen meist Szintillatorköpfe bis zu 5 cm Durchmesser und Höhe, oft auch kleinere Werte. Die Szintillationen von NaJ(Tl) haben eine nicht zu große Abklingzeit von 0,25 µsec. Ihre Frequenz um $7{,}3 \cdot 10^8$ MHz ist ebenfalls für die üblichen Photokathoden gut geeignet (Wellenlänge um 4100 Å $= 0{,}41$ µm – blau-violett). Als Nachteile sind zu nennen, daß die Kristalle sehr *spröde* und daher gegen Stoß und schnelle Temperaturänderungen empfindlich sind. Sie bekommen dabei leicht Sprünge. Das letzte ist bei Meßkopfkühlungen (siehe oben) zu beachten. Auch sollte man den Szintillator wegen der auftretenden Verdunstungskälte nicht mit Äther, Benzin u. dgl. reinigen. Als weiteren Nachteil kann man bezeichnen, daß NaJ sehr *hygroskopisch* ist und daher bereits bei normaler Luftfeuchtigkeit seine Klarheit verliert und blind wird. Die NaJ(Tl)-Szintillatoren sind daher in einem luftdicht abschließenden Aluminiummantel im Handel, der lediglich an der zur Photokathode gerichteten Stirnseite aus Glas oder Plexiglas besteht. Um Lichtblitze von den mit dem Aluminiummantel abgedeckten Grenzflächen zu reflektieren, wird zwischen Kristall und Aluminium eine reflektierende Schicht (z. B. Magnesiumoxyd, Titanoxyd u. ä.) aufgetragen. Die glasklare Stirnseite wird zur besseren Lichtleitung unter Zwischenschaltung von Siliconöl auf die Kathodenseite des Multipliers aufgeschoben (nicht aufgesetzt, um die Bildung von Lufteinschlüssen zu vermeiden)! Der Aluminiummantel schützt dann auch den Multiplier vor Lichteinfall von außen.

Auch *Cäsiumjodid*kristalle (mit Thallium aktiviert) eignen sich als γ-Szintillatoren. Günstig ist hier die noch größere Dichte ($\varrho = 4{,}5$ g/cm³). Cäsiumjodid ist nicht hygroskopisch, doch lassen sich schwer große Einkristalle züchten. Die

Abklingzeit der Szintillation ist bei Cäsiumjodid größer als bei Natriumjodid (0,5 μsec).

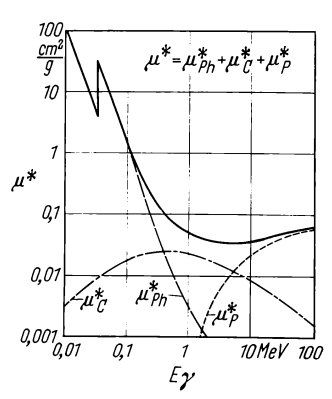


Bild 85. Massenabsorptionskoeffizient für NaJ

Zum Messen von β-Strahlungen läßt sich das Natriumjodid wegen des erforderlichen Aluminiummantels nicht gut verwenden. Hier hat sich gut ein *Anthracen*kristall als Szintillator bewährt, der allerdings kaum frei von Sprüngen geliefert wird. Da wegen der geringen Eindringtiefe der β-Strahlen der Anthracenkristall aber als dünne Scheibe (1 bis 5 mm Dicke) auf den Multipler gebracht wird, stören hier derartige Sprünge nicht so sehr.

Die Anthracenszintillationen sind zwar nicht so stark wie bei NaJ(Tl), ein Vorteil liegt aber in den wesentlich kürzeren Lichtimpulsen, deren Abklingzeit hier bei $3 \cdot 10^{-8}$ sec liegt. (Diese beiden Eigenschaften sind allgemein für organische Szintillatoren typisch. Sie gelten in noch stärkerem Maße für Stilben, das für β-Messungen mit extrem kurzen Zeiten, bzw. hohen Impulsfrequenzen verwendet wird.) Das spektrale Maximum der Lichtblitze des Anthracens entspricht dem von NaJ(Tl), so daß die gleichen Multiplier verwendet werden können.

Relativ preiswert für β-Messungen sind *Kunststoffszintillatoren*, bei denen ein organischer Szintillator (Paraterphenyl u. ä.) in einem geeigneten glasklaren Kunststoff vor seiner Polymerisation gelöst wurde. Diese Szintillatoren lassen sich relativ leicht bearbeiten und in beliebigen Größen herstellen. Die physikalische Ausbeute bezüglich ihrer Szintillationen ist zwar nur etwa halb so groß wie bei Anthracen, dafür sind aber auch die Abklingzeiten der Lichtimpulse nur halb so lang. Zur Untersuchung sehr hochenergetischer Teilchen empfehlen sich also solch größere Kunststoffszintillatoren.

Für Messung von α-Strahlen, Protonen- und Deuteronenstrahlung verwendet man *Zinksulfid*, das mit Cu oder Ag aktiviert ist. Auch das mit Thallium aktivierte Cäsiumjodid als dünner Einkristall läßt sich sehr gut für derartige Messungen verwenden.

Bei allen β- und α-Szintillatoren ist darauf zu achten, daß *kein Licht* aus der Umgebung auf den ja lichtdurchlässigen Szintillator und damit auf die Photokathode des Multipliers fällt! Steht der Multiplier unter Spannung, so würde er dadurch sofort zerstört, ist er nicht unter Spannung, so braucht die Kathode nach derartigen Belichtungen meist eine gewisse Erholungszeit, bis sie für die Szintillationsmessung geeignet ist. Letzteres sollte man beim Auswechseln der Szintilla-

toren beachten. Man darf also solche α- oder β-Meßköpfe nur in lichtdichten Bleikammern oder ähnlichen Schutzgehäusen verwenden.

Allerdings ist es heute schon möglich, extrem dünne lichtundurchlässige Folien herzustellen und auf diese Weise die Szintillatoren gegen einfallendes Licht abzuschirmen. Man nimmt dann eine gewisse Absorption gegenüber niederenergetischer Teilchenstrahlung in Kauf und kann dann ohne weiteren Aufwand (d. h. ohne Bleikammer u. ä.) die Messungen vornehmen. Das ist besonders für die Untersuchung etwaiger Kontaminationen von großer Bedeutung, weniger für die Spektrometrie, da die Absorption der Teilchenstrahlung in der Abdeckfolie (insbesondere, wenn die Strahlung aus verschiedenen Winkeln auftrifft) keinen konstanten Energieverlust bedingt.

Auch zum Nachweis von *Neutronen*strahlung hat man geeignete Szintillatoren hergestellt. Bei langsamen Neutronen läßt sich – ähnlich wie auch bei Zählrohren – der Umweg über eine (n, α)-Reaktion anwenden, wie z. B. ${}^{6}_{3}Li(n, \alpha){}^{3}_{1}H$. Als Szintillatoren für diese Reaktion haben sich mit Europium aktivierte *Lithiumjodid*kristalle gut bewährt. Aber auch andere Leuchtstoffe können gewählt werden, wie etwa mit Silber aktiviertes *Zinksulfid* und Borsäureanhydrid in Kunststoff. Zum Nachweis schneller Neutronen werden die stark wasserstoffhaltigen Kunststoffe verwendet, in denen durch beigegebenes mit Silber aktiviertes Zinksulfid die Szintillationen der ausgelösten Rückstoßprotonen entstehen *(Hornyak-Szintillatoren)*. Auch organische Kristalle, wie Anthracen, szintillieren im schnellen Neutronenfluß.

Auch *Flüssigkeiten* lassen sich als Szintillatoren für die verschiedenen Strahlenarten verwenden. Sie haben den Vorteil, daß man den zu untersuchenden Strahler ganz in die Flüssigkeit eintauchen kann. Besonders für die Untersuchung niederenergetischer Betastrahlung ist es günstig, den Strahler direkt durch Mischung oder Lösung der Szintillatorflüssigkeit beizugeben. Beispiel eines solchen flüssigen Szintillators ist in *Xylol* gelöstes *p-Terphenyl.*

(Es gibt auch *gasförmige* Szintillatoren. Ihre praktische Anwendung macht jedoch verständlicherweise manche Schwierigkeiten.)

8.7.3.4. Formen fester Szintillatoren

Feste Szintillatoren haben schon wegen der Anpassung an die Kathodenseite des Multipliers gewöhnlich runde Form. α- und β-Szintillatoren sind runde Scheiben von wenigen Millimetern Stärke. γ-Szintillatoren wählt man entsprechend der zu messenden γ-Energie in zylindrischer Form von meist $1^1/_2$" bis 2" Durchmesser und Höhe.

Legt man Wert darauf, daß möglichst alle vom Strahler ausgehenden γ-Quanten im Szintillator wirksam werden, so verwendet man sogenannte *Bohrlochkristalle.* Das sind zylindrische Szintillatoren mit einer koaxialen Bohrung, in die das Präparat eingeführt wird. Derartige NaJ(Tl)-Bohrlochkristalle sind selbstverständlich auch im Bohrloch mit Aluminium licht- und luftdicht abgedeckt.

Für die Wahrscheinlichkeit der Strahlenabsorption ist dabei zu bedenken, daß der Strahlenweg in einem $2^1/_2$"-Bohrlochkristall oft nur 1" beträgt, also besonders bei hohen Energien relativ weniger Absorptionseffekte auftreten.

8.8. Spektralkurven

8.8.1. *γ-Linien und Peaks*

γ-Strahler senden Strahlen von einer oder mehreren ganz bestimmten Energien aus. Man sagt, sie haben ein „Linienspektrum", das für die betreffenden Strahler charakteristisch ist.
Diese Energie wird im Szintillator in Lichtintensität umgewandelt, dann in der folgenden Photokathode in Elektronenintensität. Diese wird im Multiplier an den Prallelektroden (Dynoden) verstärkt, bis schließlich dem Spektrometer ein der Energie des γ-Quants entsprechender Spannungsimpuls zugeleitet wird. Diese geschilderten Umwandlungsvorgänge sind nun statistischer Natur. Daher kommt es, daß man schließlich in der Spektralkurve keine scharf ausgeprägten Linien erhält, sondern der statistischen Verteilung entsprechende Glockenkurven (peaks).

Bild 86. Peaks, statistische Verteilung der Impulse um die Energiewerte
I Impulshäufigkeit, E Energie

8.8.2. *Spektrales Auflösungsvermögen*

Die *Güte* des betreffenden Meßkopfes drückt sich in der möglichst geringen Breite dieser sogenannten *Peaks* aus. Ist ein solcher Peak breit, so ist auch der zu seinem Maximum gehörende Energiewert nur ungenau anzugeben. Außerdem aber besteht die Möglichkeit, daß in der Nachbarschaft liegende Linien von ihm überdeckt werden und damit für den Nachweis verloren gehen. Man drückt die Güte eines Peaks durch seine *Halbwertsbreite* ΔP aus. Darunter versteht man die Breite des Peaks in seiner halben Höhe.

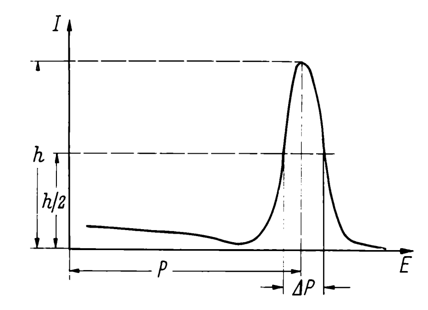


Bild 87. Auflösungsvermögen

$$R = \frac{\Delta P}{P} \cdot 100\%$$

ΔP Halbwertsbreite,
P Lage des Peaks

Da einer höheren γ-Energie mehr Lichtquanten und auch mehr Elektronen im Multiplier entsprechen, folgt nach den Gesetzen der Statistik, daß die Halbwertsbreiten bei höheren Energien wegen der geringeren statistischen Streuung kleiner,

die Formen der Peaks also besser sind. Man setzt daher die Halbwertsbreite ΔP in Beziehung zur Lage P des Peaks und nennt

$$R = \frac{\Delta P}{P} \cdot 100\,\% \tag{66}$$

das spektrale *Auflösungsvermögen* (resolution) des betreffenden Meßkopfes.

8.8.3. *Cs-137 als Eich- und Prüfstrahler*

Es ist üblich, dieses Auflösungsvermögen stets für den Peak der von *Cs(Ba)-137* ausgehenden γ-Strahlung von 662 keV anzugeben[1].
Dieser Peak ist stets deutlich zu erhalten und bestimmbar. Seine Energie liegt recht gut inmitten des meist interessierenden γ-Energiebereiches. So erklärt sich, daß Cs-137 ein beliebter Eich- und Prüfstrahler ist. Seine 662-keV-Linie ist für die γ-Spektroskopie von entsprechender Bedeutung, wie etwa die Na-Doppellinie für das optische Spektrum.
Das Auflösungsvermögen R sollte besser, d. h. kleiner sein als 10%. Man kann im allgemeinen bei Szintillationsmeßköpfen mit NaJ(Tl) für Cs-137 R-Werte von 7% bis 8% und für die Peaks von Co-60 (1,17 und 1,33 MeV) sogar 6% erwarten.

8.8.4. *Intensität der γ-Linie*

Die Intensität der γ-Strahlung der betreffenden Energie ergibt sich also nicht aus der Höhe des Peaks, sondern aus der Fläche der ganzen Glockenkurve, die den Peak dieser Energie bildet. Vorausgesetzt ist dabei, daß der Peak nicht mehrere Linien überdeckt oder noch andere Impulswerte enthält.

8.9. **γ-Spektren**

Als Beispiel für einen γ-Strahler mit einer einzigen deutlich erkennbaren Strahlungsenergie war Cs-137 (Ba-137) genannt. Nimmt man von dieser Strahlung über einen Szintillationsmeßkopf das Spektrum auf, so erhält man etwa folgendes Bild:

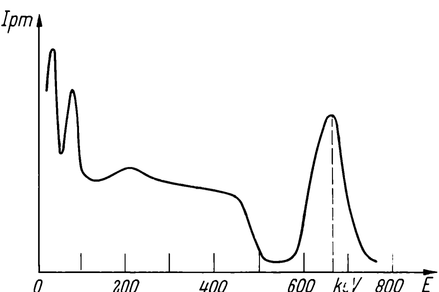


Bild 88. Spektrum Cs-137

Um dieses eigenartige *Spektralbild* zu verstehen, sei zunächst festgestellt, daß es mit gleitendem Fenster (sliding channel) aufgenommen wurde. Wir wissen bereits aus dem Abschnitt über die Spektrometer (vgl. 8.4.3.), daß bei diesem Verfahren geringere Energien mit größerer Impulshäufigkeit aufgenommen werden.

1 Genau genommen ist Cs-137 ein reiner β-Strahler, der sich in das kurzlebige Ba-137 umwandelt, von dem die 662-keV-γ-Strahlung stammt.

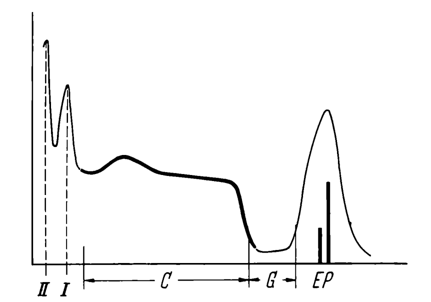
Die in diesem Spektrum bis etwa 480 keV auftretenden Impulse sind durch *Vorgänge bei der Aufnahme der Strahlung* begründet. Im Szintillator wird die Szintillation durch freie energiereiche Elektronen verursacht (vgl. 8.7.3.1.). Diese entstehen bei Absorption der γ-Strahlung. Bei niederen Energien erfolgt diese Absorption von γ-Quanten hauptsächlich durch Photoeffekt, bei mittleren Energien spielt der Compton-Effekt eine größere Rolle und bei hohen Energien tritt als Absorptionseffekt im Szintillator hauptsächlich die Paarbildung auf.

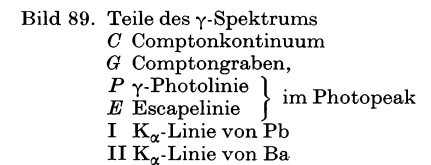
8.9.1. *Photopeak, Satellitenpeak, Escapelinie*

Beim *Photoeffekt* wird vom γ-Quant ein Elektron aus seiner Bahn (meist der K-Schale) gestoßen. Es erhält dabei die Energie E_γ des γ-Quants vermindert um diejenige Energie, mit der das Elektron in seiner Bahn gebunden war (vgl. Gleichung 7). Diese Bindungsenergie E_b beträgt beim NaJ-Kristall 28,5 keV. Das nun dem Kristallatom fehlende Elektron wird sofort wieder durch ein (aus höherer Bahn) einspringendes Elektron ersetzt. Dabei wird die eben verlorene Energie aber wieder als Quant (charakteristische Röntgenstrahlung) ausgestrahlt. Da dieses Quant zumeist ebenfalls im Kristall absorbiert wird, steht insgesamt für die Szintillationsstärke die gesamte ursprüngliche γ-Energie zur Verfügung. Im Spektrum entsteht dann bei Cs-137-Strahlung der Peak bei 662 keV.

Man nennt diesen für die γ-Energie charakteristischen Peak daher auch den *Photopeak.*

Es kann jedoch vorkommen, daß das „Bindungsenergie-Quant" aus dem Kristall entweicht, so daß für die Szintillation nur $E_\gamma - E_b$ wirksam wird und im Spektrum dann links neben dem Photopeak ein meist viel kleinerer sogenannter *Satellitenpeak* oder *Escapepeak, Escapelinie* (escape = entweichen) entsteht. Dieser Escapepeak wird im allgemeinen nur bei niederen Energien vom Photopeak getrennt bemerkbar, oft nur als linke Verbreiterung des Fußes des Photopeaks. Bei höheren γ-Energien, bei denen ja auch gewöhnlich größere Kristalle verwendet werden, ist der Satellitenpeak im Verhältnis zum Photopeak sehr klein und liegt wegen der geringen Entfernung $E_\gamma - E_b$ noch innerhalb des Photopeaks.




Bild 89. Teile des γ-Spektrums
C Comptonkontinuum
G Comptongraben,
P γ-Photolinie } im Photopeak
E Escapelinie }
I K_α-Linie von Pb
II K_α-Linie von Ba

8.9.2. *Comptonkontinuum*

Erfolgt bei der Absorption ein *Comptoneffekt*, so wird die Energie E_γ aufgespalten: ein Comptonquant mit der Energie E_c läuft unter einem Streuwinkel φ weiter und das losgeschlagene Elektron erhält nur die Energie $E_e = E_\gamma - E_b - E_c$.

Da nun $E_c = E_\gamma \cdot (1 + \frac{E_\gamma}{E_m} \cdot (1 - \cos\varphi))^{-1}$ ist, wobei E_m das Energieäquivalent der Elektronenmasse $E_m = 0{,}51$ MeV ist und der Streuwinkel φ zwischen 0° und 180° liegen kann, folgt, daß E_c zwischen

$E_c(\max) = E_\gamma$ bei $\varphi = 0°$ und

$$\mathbf{E_c(min) = E_\gamma \cdot (1 + \frac{2 \cdot E_\gamma}{E_m})^{-1}} \quad \text{bei } \varphi = 180° \text{ liegt.} \tag{67}$$

Demzufolge erhält das Elektron eine Energie zwischen

$E_e(\min) = 0$ und

$E_e(\max) = E_\gamma - E_b - E_c(\min)$.

Hierbei kann E_b, da sein Wert relativ klein ist, vernachlässigt werden, so daß man erhält:

$$\mathbf{E_e(max) = E_\gamma \cdot (1 + \frac{E_m}{2 \cdot E_\gamma})^{-1}} \tag{68}$$

Falls nun die Energie des Comptonelektrons durch Absorption für die Szintillation zur Verfügung steht, ergibt sich als Summe immer die gesamte Energie E_γ für den Peak. Entweicht aber das Comptonquant aus dem Szintillator, so entstehen im Spektrum Energiewerte zwischen 0 und $E_e(\max)$, d. h. gar kein Peak, sondern ein ganzes sogenanntes *Comptonkontinuum*, das bei $E_e(\max)$ mit der „*Comptonkante*" abbricht. Zwischen $E_e(\max)$ und dem Photopeak befindet sich dann der *Comptongraben* von der Breite $E_c(\min)$ (vgl. Bild 89).

Die Häufigkeit der sich so äußernden Comptoneffekte (Entweichen des Comptonquants) ist schon aus geometrischen Gründen nicht für alle Streuwinkel gleich. Bei Bevorzugung der 180°-Streuung – besonders bei höheren Energien – tritt die Comptonkante besonders scharf hervor.

8.9.3. *Paarbildungsabsorption*

Die Absorption mit *Paarbildungseffekt* kann bekanntlich erst bei Energien über 1,02 MeV auftreten, kommt also bei dem angeführten Beispiel der Cs-137-Strahlung nicht vor. Ihre Auswirkung auf das Spektrum bei Vorliegen einer höheren γ-Energie soll aber hier besprochen werden. Bei Paarbildung wird ein Teil der γ-Energie in Masse verwandelt $E_\gamma = E_p - 2\,E_m$. Dabei ist E_m das Energieäquivalent der Elektronenmasse ($E_m = 0{,}51$ MeV) und E_p die Energie, die beiden entstandenen Teilchen, dem Elektron und dem Positron, zusammen bleibt. Das Elektron gibt seine Energie ganz im Szintillator ab, das Positron zerstrahlt mit einem anderen Elektron. Dabei entsteht als Vernichtungsstrahlung ein nach zwei entgegengesetzten Richtungen abstrahlendes Quantenpaar. Jedes Vernichtungsquant hat die Energie $E_m = 0{,}51$ MeV. Werden nun beide Quanten im Szintillator wieder absorbiert, so steht die gesamte γ-Energie zur Szintillation zur Verfügung und es entsteht im Endeffekt ein Peak an der Stelle E_γ, wo er im Falle des Photoeffektes auch sein würde. Daher soll er der Einfachheit halber wieder Photopeak genannt werden.

8.9.4. *Paarbildungspeaks*

Es kann aber auch vorkommen, daß ein Vernichtungsquant oder gar alle beide ohne Absorption aus dem Szintillator entweichen. Dann erfolgt die Szintillation nur durch die restliche Energie, d. h. es entstehen zwei Peaks bei

$$E_\gamma - 0{,}51 \text{ MeV und bei } E_\gamma - 1{,}02 \text{ MeV},$$

die sogenannten „*Paarbildungspeaks*". Oft treten sie nur wenig aus dem Comptonkontinuum hervor.

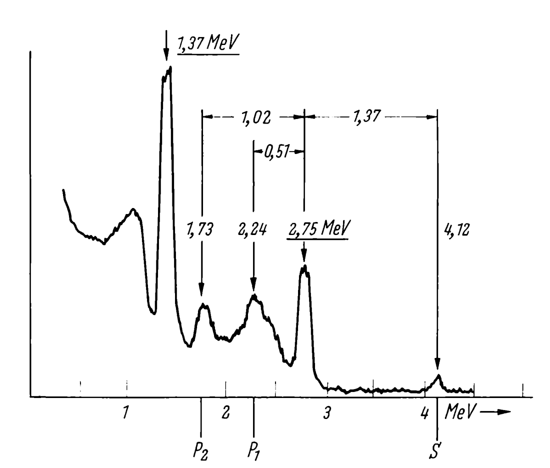


Bild 90. Na-24-Spektrum (E_γ = 2,75 MeV und 1,37 MeV) P_1, P_2 Paarbildungspeaks, S Summenpeak (Impulsraten linear)

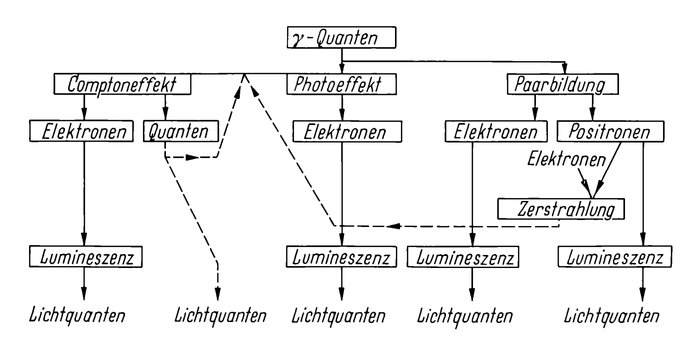


Bild 91. Vorgänge im γ-Szintillator

8.9.5. *Rückstreupeak*

Das anfangs gezeigte Beispiel des Cs-137-Spektrums weist nun noch einige Besonderheiten auf. Innerhalb des Comptonkontinuums ist häufig ein mehr oder weniger ausgeprägtes Maximum zu beobachten. Es rührt von sekundärer γ-Strahlung her, die im Szintillator absorbiert wurde. Die γ-Strahlen treffen nicht nur den Szintillator. In entgegengesetzter Richtung ist die Unterlage des Strahlers oder auch eine Bleiabschirmung. Überall, wo diese Strahlen auftreffen, entstehen gestreute Comptonquanten. Hierbei überwiegt, wie schon dargelegt wurde, besonders bei höheren γ-Energien eine Streuung um etwa 180°. Außerdem

trifft aus rein geometrischen Gründen diese *Rückstreuung* bevorzugt den Szintillator.

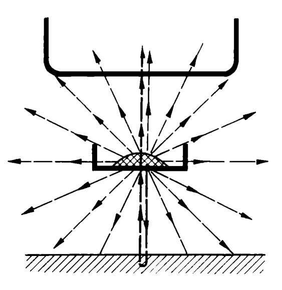


Bild 92. Rückstreueffekt bei einer Messung mit Bleiabschirmung

Schließlich erleiden Quanten, die im Szintillator selbst nicht absorbiert wurden, oft eine derartige *Compton-Rückstreuung* an den Glasflächen zwischen Kristall und Photokathode. Die rückgestreuten Comptonquanten werden im Szintillator absorbiert. Auch hier sind schon aus geometrischen Gründen dies hauptsächlich Quanten aus einer Rückstreuung um annähernd 180°. Ihre Energie E_r erscheint im Spektrum als ein meist flacher sogenannter *Rückstreupeak,* der dann das Comptonkontinuum eines Spektrums überlagert und dessen Stärke weitgehend abhängig ist von der Umgebungsmaterie, dem Abschirmmaterial u. dgl. (vgl. Bild 93). Die Lage des Rückstreupeaks hängt hauptsächlich von der Primärenergie E_γ ab und läßt sich nach der bei der Erörterung des Comptonkontinuums gegebenen Formel bestimmen. Bei der Cs-137-Strahlung liegt E_r bei 185 keV.

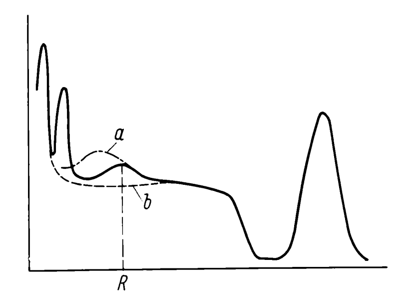


Bild 93. Cs-137-Spektrum bei Bleiabschirmung mit Rückstreupeak R
a Verlauf bei Eisenabschirmung und
b ohne Abschirmung

8.9.6. *K-Peaks und Bleipeak*

Im Abschirmmaterial wird die γ-Strahlung außer durch Comptoneffekt, der zum Rückstreupeak führt, auch durch Photoeffekt absorbiert. Die dabei entstehenden Lücken in den K-Schalen werden durch hineinspringende Elektronen ersetzt. Dabei entsteht die für das Material charakteristische Quantenstrahlung. Bei Bleiabschirmungen gibt diese Strahlung die K_α-Linie des Bleis, die bei *75 keV* dann den sogenannten „*Bleipeak*" im Spektrum gibt (Bilder 89. 94).

Der Photoeffekt kann auch im strahlenden Material selbst auftreten. Man spricht dann vom „inneren Photoeffekt". Die dort durch rückspringende Elektronen verursachte charakteristische Quantenstrahlung tritt dann als weitere K_α-Linie bei ähnlichen niederen Energien auf. Bei Cs-Ba-137 ist es die K_α-Linie des Bariums, die in unserem Beispiel (vgl. Bilder 88, 89, 99) bei 32 keV erscheint.

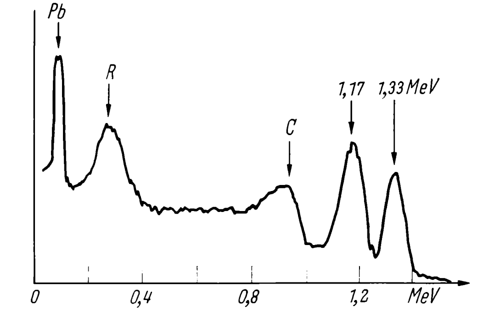


Bild 94. Co-60-Spektrum (E_γ = 1,33 und 1,17 MeV)
C Comptonkante,
R Rückstreupeak,
Pb K_α-Linie des Bleis (75 keV)

8.9.7. *Summenpeak*

Neben diesen geschilderten Eigenarten derart aufgenommener γ-Spektren sind manchmal noch einige weitere Peaks zu beobachten, deren Entstehung im folgenden erläutert werden soll.

Wenn bei einem Strahler zwei verschiedene γ-Energien gleichzeitig oder jedenfalls fast gleichzeitig auftreten, entsteht eine Szintillation von der Größe der Summe beider Energien. Entsprechend tritt dieser *Summenpeak* dann im Spektrum auf.

So hat z. B. Co-60 die beiden γ-Energien 1,17 MeV und 1,33 MeV. Hier entsteht aus Co-60 durch β-Emission der angeregte Zustand eines Ni-60-Kerns. Dieser geht sogleich durch eine γ-Kaskade in zwei Stufen in den Grundzustand über.[1]) Hierbei werden die beiden für Co-60 typischen γ-Quanten von 1,33 MeV und 1,17 MeV Energie in entgegengesetzten Richtungen ausgestrahlt. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Summenpeak gebildet wird, ist im allgemeinen hier nicht sehr groß, da meist eins der beiden Quanten aus dem Szintillator entweicht. Verwendet man dagegen einen Bohrlochkristall, der den Strahler umschließt, so läßt sich der Summenpeak bei 2,5 MeV = 1,33 + 1,17 MeV deutlich zeigen (vgl. Bilder 90 und 95).

Bild 95. Co-60-Spektrum (Impulsraten logarithmisch) mit Summenpeak und zugehörigem Comptonkontinuum

Auch Fe-59 hat zwei ähnlich liegende γ-Energien (1,10 MeV und 1,29 MeV). Da hier aber keine γ-Kaskade abgestrahlt wird, sondern stets nur eines der beiden Quanten, kann das Fe-59-Spektrum auch in einem Bohrlochkristall keinen Summenpeak haben (vgl. Bild 11).

1 vgl. Bild 12

Tritt in einem Spektrum ein Summenpeak auf, so ist bei *quantitativer Auswertung* zu beachten, daß die Impulse des Summenpeaks bei der Impulshäufigkeit der beiden Summanden fehlen und daher entsprechend mit zu verwerten sind.

8.9.8. *Vernichtungspeak*

Schließlich ist noch auf Spektren hinzuweisen, die von Nukliden stammen, die mit oder ohne gleichzeitige γ-Strahlung *Positronen* ausstrahlen. Diese Positronen erzeugen z. B. in der Szintillatorumhüllung Vernichtungsquanten, so daß bei *0,51 MeV* ein Peak, der sogenannte „*Vernichtungspeak*" entsteht. Es besteht bei Verwendung eines Bohrlochkristalls auch die Möglichkeit, daß beide Quanten absorbiert werden und dann bei 1,02 MeV ein zweiter Peak kommt. Selbstverständlich gehört zu solch einem „Vernichtungspeak" auch ein Comptonkontinuum, gegebenenfalls mit einem Rückstreupeak.

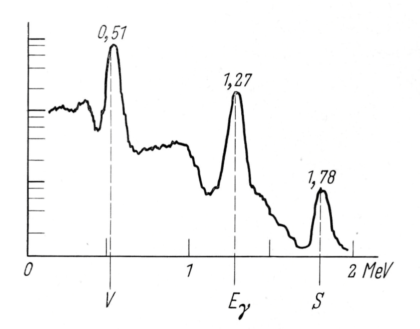


Bild 96. Spektrum des Positronenstrahlers Na-22 mit $E_\gamma = 1{,}27$ MeV V Vernichtungspeak, S Summenpeak (Impulsraten logarithmisch)

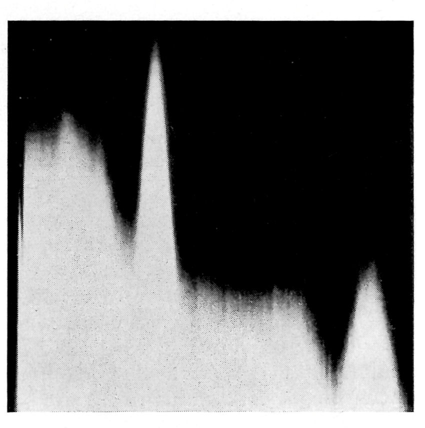


Bild 97. Graukeilspektrum von Na-22 (Man beachte den scharfen Vernichtungspeak und die Übereinstimmung mit dem Spektralbild 96 bis zum Photopeak.) (Werkphoto *AEG-Telefunken*)

8.9.9. *Eichung eines Spektrums*

Zur Energiebestimmung der vom Spektrometer aufgenommenen Peaks muß das Spektrum mit den Peaks einiger bekannter Spektren *(Eichpeaks)* verglichen werden. Diese bekannten Spektren müssen aber *unter gleichen Bedingungen*, wie Meßkopf, Verstärkung, Kanalbreite, Vorschubgeschwindigkeit u. dgl., und am besten auch (um gleiche Temperaturverhältnisse zu sichern) sofort anschließend aufgenommen werden.

Man zeichnet durch die Maxima dieser Eichpeaks Ordinaten. Auf einer Ordinate wählt man einen Energiemaßstab im geeigneten Bereich. Von dort gibt man auf zwei auseinanderliegenden Eichordinaten ihre Energiewerte als Höhen an. Die Verbindungslinie dieser beiden Werte ist eine schräg ansteigende Gerade, mit deren Hilfe man die Werte der Maßstabsordinate proportional auf die Abszisse als eigentliche Energieachse überträgt.

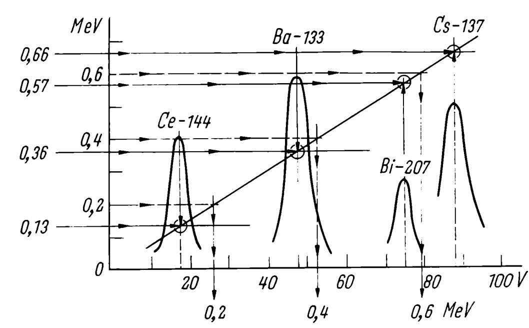


Bild 98. Eichung einer Spektrometerskala mit drei bis vier Eichstrahlern (Einbringen einer MeV-Skala in die Spannungswerte)

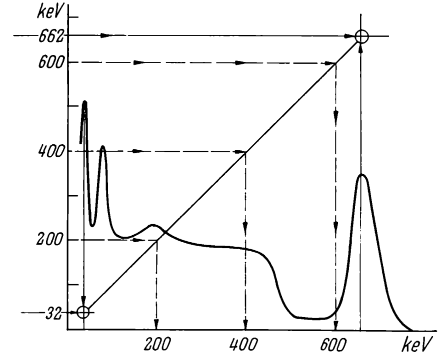


Bild 99. Eichung einer Spektrometerskala mit einem Eichstrahler

8.9.10. *Deutung unbekannter Spektren*

Bei der Deutung von γ-Spektren sind die Ursachen der Entstehung der verschiedenen Peaks zu beachten. Oft, wie z. B. bei Paarbildungspeaks oder Summenpeaks, weisen die Energieabstände auf diese Ursachen hin. Rückstreupeaks kann man erkennen, wenn man dasselbe Spektrum sofort ohne Bleiabschirmung nochmals aufnimmt. Spektren von gleichzeitig mehreren Isotopen lassen sich oft schwer deuten. Hier ist man meist gezwungen, von dem unbekannten Mischspektrum die Spektren von (bei gleichen Einstellungen gewonnenen) bekannten Einzelisotopen zu subtrahieren; ein Verfahren, das bei Verwendung von Vielkanalspektrometern relativ einfach durchführbar ist, sonst aber oft recht mühselig wird.

8.9.11. *Comptonspektrometer u. a.*

Durch Verwendung mehrerer Szintillationsmeßköpfe in geeigneter Anordnung und je nach Verwendungsabsicht in Koinzidenz- oder in Antikoinzidenzschaltung ist es mit Erfolg gelungen, im Spektrum die störenden Erscheinungen, wie z. B. das Comptonkontinuum, zu unterdrücken. Man benötigt jedoch dabei neben dem höheren Aufwand sehr lange Meßzeiten, da ja bei der vorgenommenen Impulsauslese sehr viele der sonst gezählten Impulse verloren gehen.

Zu diesen Anordnungen gehören z. B. Schaltungen, die unter Namen wie Comptonspektrometer, Paarspektrometer u. ä. bekannt sind.

9. Kerntechnische Verfahren

Die Verwendung der verschiedenen Strahler in der Technik ist bereits derart vielseitig und wird sich voraussichtlich auf noch weitere Gebiete erstrecken, so daß es im Rahmen dieses Buches nicht möglich ist, auf alle verschiedenen sogenannten *kerntechnischen Verfahren* einzugehen. Es können daher nur einige dieser technischen Anwendungen hier aufgezählt werden. Dem Rahmen dieses Buches entsprechend sind dabei nur solche Beispiele ausgewählt, bei denen man sich *umschlossener Strahler* bedient und deren Verwendung heute bereits allgemein üblich ist.

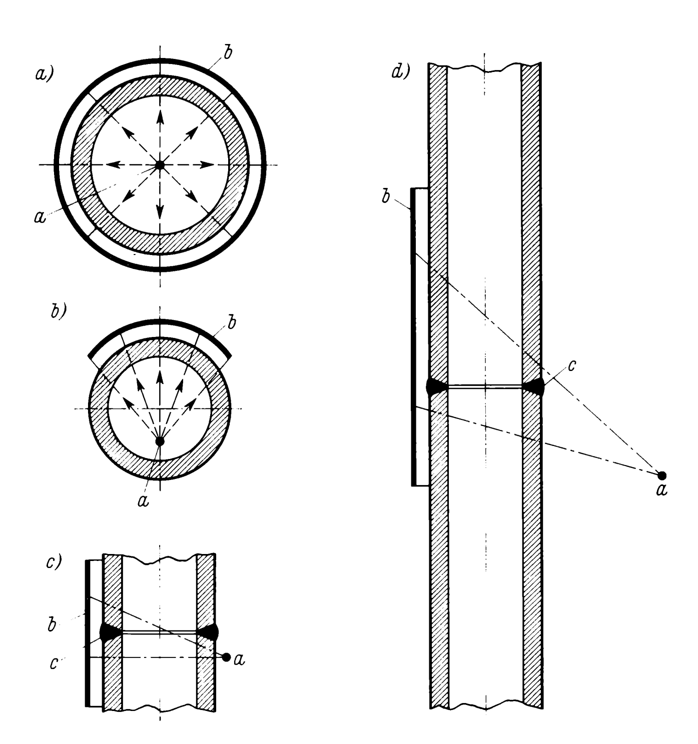


Bild 100. a bis d. Schweißnahtprüfung an einer Rohrleitung. [38]

a) Zentrale Lage der Strahlenquelle im Rohr zum Prüfen des Umfangs (Film auf gesamtem Umfang)
b) Exzentrische Lage der Strahlenquelle im Rohr zum Prüfen eines Umfangabschnittes
c) Lage der Strahlenquelle außerhalb des Rohres zum Prüfen eines Abschnitts der Umfangsschweißnaht
d) Lage der Strahlenquelle außerhalb des Rohres zum Prüfen der Umfangsschweißnaht (elliptische Abbildung der Schweißnaht)

a Strahlenquelle, *b* strahlenempfindlicher Film, *c* Schweißnaht

9.1. Radiographie (Gammagraphie)

γ-Strahlen lassen sich entsprechend wie Röntgenstrahlen infolge ihrer Durchdringungsfähigkeit zur Werkstoffprüfung, Untersuchung von Gußteilen und Suche nach Korrosions- und anderen Fehlerstellen verwenden.
Diese sogenannte *technische Radiographie* benutzt zum Nachweis der verschieden starken Strahlenabsorption meist normale Röntgenfilme. Man kann aber auch Abtastungen mit γ-Meßköpfen vornehmen.

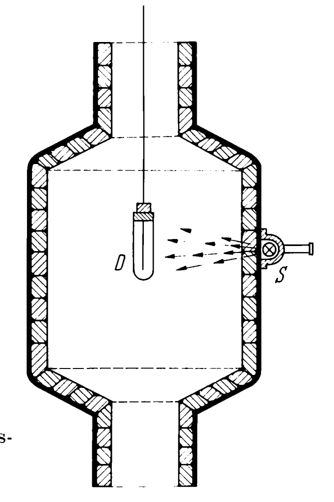


Bild 101. Korrosionsprüfung der Stahlwand eines ausgemauerten Schwefelsäure-Kochers
S γ-Strahler, *D* Detektor (Zählrohr)

Besondere Vorteile der γ-Strahler sind, daß man sie unabhängig von Stromquellen verwenden kann und auch an für Röntgenröhren unzugänglichen Stellen anbringen kann. Andererseits verlangen sie auch bei Nichtgebrauch eine gute Strahlenabschirmung. Obwohl das Durchdringungsvermögen der γ-Strahlen hoch ist, erreicht die Intensität gewöhnlich bei weitem nicht diejenige der Röntgenstrahlen. Daher sind bei photographischen Aufnahmen wesentlich längere Expositionszeiten erforderlich.

9.1.1. *Forderungen an die Strahler*

Bezüglich der Auswahl der Strahler sind drei Punkte zu beachten:
a) Die *Aktivität* soll so groß sein, wie es die verwendete Strahlenabschirmung zuläßt.
b) Die spezifische Aktivität des Strahlermaterials soll möglichst hoch sein, damit die Strahlenquelle auch bei hoher Aktivität möglichst *punktförmig* ist und daher auch bei nicht zu großen Abständen scharfe Konturen zeichnet.
c) Die *Energie* des γ-Strahlers muß dem jeweiligen Zweck angepaßt sein. Verwendet man Strahler zu hoher Energien, so wird der Prüfkörper unter Umständen ohne jede *Kontrastbildung* voll durchstrahlt.

Folgende γ-Strahler haben sich hier bewährt:
Ir-192 bei Stahldicken von 0,5 bis 4 cm,
Cs-137 bei Stahldicken von 2 bis 8 cm,
Co-60 bei Stahldicken von 5 bis 15 cm.
Für Leichtmetallprüfungen gelten etwa die dreifachen Dickenwerte.
(Man kann auf Kosten der Expositionszeit die Dickenbereiche für die einzelnen Strahler noch um etwa ein Drittel des Maximalwertes erweitern.)
Da Ir-192 nur die kurze Halbwertszeit von 74 Tagen hat, wird es manchmal ersetzt durch geeignete *Bremsstrahlungsquellen*. Derartige Quellen sind β-Strahler hoher Intensität, denen ein schweres Element beigegeben ist, das als Target bei der Absorption der β-Strahlen seinerseits nun die Bremsstrahlung aussendet.

Durch Abschirmung ist dafür gesorgt, daß diese Bremsstrahlen austreten können, jedoch nicht die primären β-Strahlen. Derartige Quellen bestehen z. B. aus Sr-90 und Eisen oder aus Pm-147 und Wolfram u. ä. Die Schwierigkeit ist einmal, daß die Bremsstrahlenausbeute gering ist und daher eine *hohe β-Aktivität* genommen werden muß, zum anderen, daß die Energie der Bremsstrahlung eine mehr kontinuierliche Verteilung zeigt.

9.1.2. *Verstärker-Folien*

Bei Aufnahmen auf Röntgenfilmen ist zu beachten, daß durch Comptonstreuungen das Bild aufgehellt und kontrastarm werden kann. Man filtert daher diese etwas geringeren Energien z. T. durch eine *Folie (z. B. aus Blei)* vor dem Röntgenfilm aus. Gleichzeitig verstärken in der Bleifolie entstehende Photoelektronen die Schwärzung des Bildes. Letzteres erreicht auch eine *zweite Bleifolie* hinter dem Röntgenfilm, die nun aber auch noch den Zweck hat, durch Erzeugung von Compton-Rückstreuung das Bild zu verstärken. Zur Verkürzung der Belichtungszeit kann man auch *Leuchtstoffverstärkerfolien* verwenden. Man nimmt dazu meist das stark absorbierende Calciumwolframat, das blauviolett fluoresziert. Im allgemeinen bewähren sich hier jedoch diese Fluoreszenzfolien nicht so wie die genannten Bleifolien, da sie zwar durch die Fluoreszenz die Belichtungsdauer verkürzen, aber die Schärfe des Bildes verschlechtern. Für die Belichtungsdauer geben geeignete Diagramme Hinweise. Man verwendet als Belichtungsgröße meist *Millicurie-Stunden* mCi · h. Bezüglich des Strahlerabstandes ist das quadratische Abstandsgesetz zu beachten. Trotz Verwendung von Bleifolien zur Kontrastverstärkung benötigt man bei stärkeren Werkstücken große Zeiten für Aufnahmen mit γ-Durchstrahlung. Nach Angaben von *R. Berthold* in *Atompraxis 2 S. 184* benötigt man bei 1 Ci Co-60 in 70 cm Abstand etwa 10 Stunden für ein 10 cm starkes Stahlstück.

9.1.3. *Panorama-Aufnahmen*

Bei mehreren gleichartigen Werkstücken kann man mit Vorteil hier gleichzeitige *Rundumstrahlung* (auch *Panorama-* oder *Karussell-Aufnahmen* genannt) verwenden, bei der die Werkstücke in gleichem Abstand rund um den Strahler angebracht werden und jeweils dahinter die photographischen Filme.

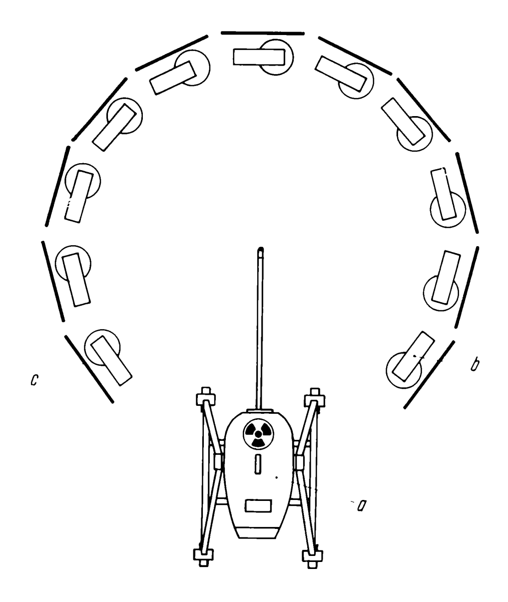


Bild 102. Schematische Darstellung (Aufsicht) der Anordnung von Strahlenquelle, Werkstücken und Filmen bei einer Panorama-Aufnahme von Gußteilen. [38]
a Strahlenquelle, *b* Werkstück, *c* Film

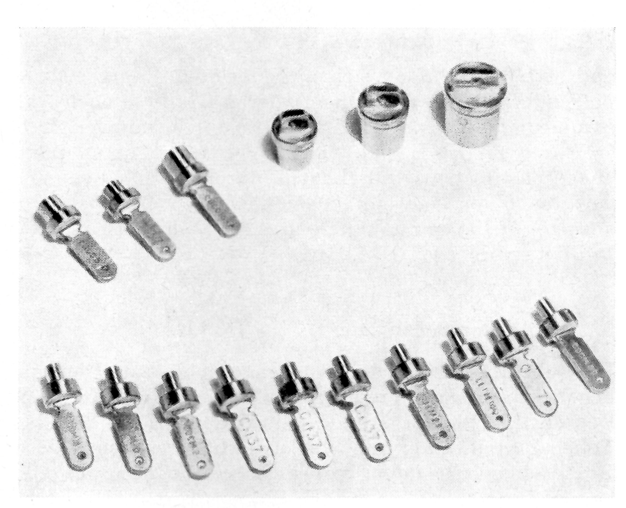


Bild 103. Caesium-Präparate (etwa halbe natürliche Größe)
Caesium 137-Strahler werden aus tablettiertem Caesiumchlorid von etwa 20 Ci/g spezifischer Aktivität oder aus Caesiumglas hergestellt. Strahler im Bereich von 1 bis 10 Curie sind doppelt eingeschlossen; die innere Kapsel ist aus geschweißtem Edelstahl, die äußere aus hartgelötetem Monel oder aus geschweißtem Edelstahl. Strahler von weniger als 1 Curie sind in hartgelöteten Monel-Kapseln einfach oder doppelt eingeschlossen; die innere Kapsel ist aus hartgelötetem Monel, die äußere aus geschweißtem Edelstahl. [38]

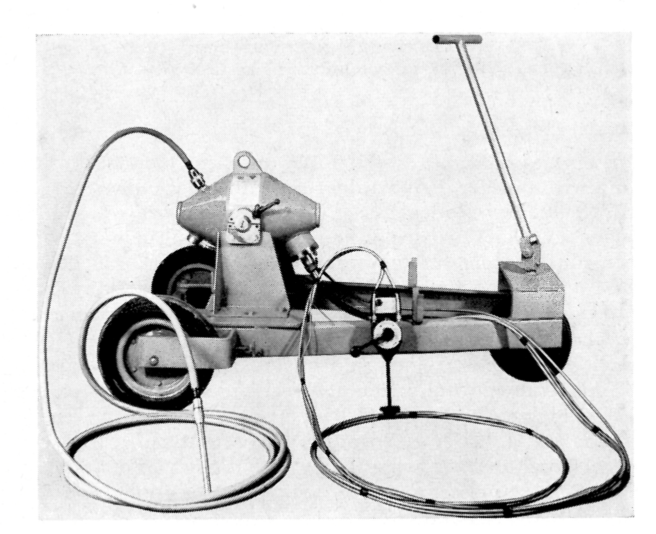


Bild 104. Fahrbares Gammatron-Gerät (max. *2 Ci* Co-60) (Werkphoto *Gamma Industrie*)

9.1.4. *Radiographiegeräte*

Die Strahler befinden sich in genormten Präparatkapseln, diese wiederum in passenden Bleiabschirmungen, deren Größe je nach Aktivität und Energie des Strahlers berechnet ist. Diese Bleiabschirmungen haben meist durch *Fernbedienung* zu betätigende Strahlenaustrittsöffnungen, oder der Strahler kann in einem flexiblen Metallschlauch durch Fernbedienung an einen vorher festgelegten (auch schwerer zugänglichen) Ort ausgefahren werden. Eine Warnanzeige für die geöffnete Abschirmung oder den ausgefahrenen Strahler ist unbedingt erforderlich (Bild 104).

9.2. **Dickenmeßanlagen**

Bei Füllstandsmessungen, Flächengewichts- und Dickenbestimmungen und auch bei Dichtemessungen müssen häufig einander ähnelnde Gesichtspunkte beachtet werden. Aus diesem Grunde soll als Beispiel auf die Flächengewichts-, bzw. die Folienstärkemessung zunächst etwas näher eingegangen werden.
Das Problem, das dabei vorliegt, ist wie folgt zu umreißen: Möglichst frühzeitig bei der Herstellung einer Folie (Papier, Kunststoff- oder Metallfolie, Blech, aber auch Textilbahn u. dgl.) ist berührungslos ihr Flächengewicht und damit die Folienstärke festzustellen, um mit Hilfe dieser Messung von Hand oder automatisch diese Folienstärke regeln zu können. Hier hat sich seit einiger Zeit die Verwendung der Kernstrahlung in den verschiedensten Folienindustrien durchgesetzt.

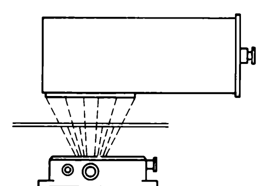


Bild 105. Durchstrahlungsverfahren (Werkzeichnung *Frieseke & Hoepfner*)

9.2.1. *Durchstrahlungsverfahren*

Im einfachsten und besten Falle durchsetzt dabei die Kernstrahlung die Folie und wird auf der dem Strahler gegenüberliegenden Seite gemessen. Ein größeres Flächengewicht oder besser gesagt: eine größere Massenbelegung absorbiert mehr von der Kernstrahlung, so daß es im Prinzip auf die laufende Messung der Strahlungsintensität ankommt. Es ist jedoch erforderlich, die kernphysikalischen und auch die geometrischen Verhältnisse so zu wählen, daß *geringste Massenbelegungsänderungen größtmögliche Absorptionsänderungen* und damit Strahlungsintensitätsänderungen hervorrufen. Weiterhin ist zu fordern, daß die gesamte Anlage möglichst robust und unempfindlich gegen Störeinflüsse von außen, wie Temperaturschwankungen u. ä. ist. Um die günstigsten kernphysikalischen Verhältnisse zu schaffen, muß die zu verwendende *Strahlenenergie dem Material und der Stärke*, d. h. den Absorptionseigenschaften *des Meßgutes angepaßt* werden. Es ist einleuchtend, daß eine Kunststoff-Folie von etwa 30 μm Stärke mit anderen Strahlen zu messen ist, wie eine Aluminiumfolie von 300 μm Stärke oder ein Stahlblech von 3 mm Stärke.

Für die Strahlenabsorption gilt weitgehend *das allgemeine Absorptionsgesetz*

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu^* \cdot b} \quad ,$$

wobei $b = \varrho \cdot x$ die Massenbelegung (Flächengewicht) in $g \cdot cm^{-2}$

und $\mu^* = \frac{\mu}{\varrho}$ der Massenabsorptionskoeffizient in $cm^2 \cdot g^{-1}$ ist.

9.2.1.1. β-Absorption

Wie bereits früher dargelegt (vgl. 3.2.) gilt diese Beziehung für die β-Strahlung nur mit gewisser Einschränkung. Die kontinuierliche Energieverteilung einer β-Strahlung, das sogenannte β-Spektrum, ändert sich bei der Absorption mit zunehmender Absorberstärke. Daher fällt I im allgemeinen mit zunehmenden b-Werten etwas stärker ab als nach obigem Exponentialgesetz. Andererseits gelten für die meisten Absorber und für β-Energien über 0,5 MeV angenähert die Beziehungen

$$\mu^* = \frac{22}{(E_{max})^{1,33}} \quad \frac{cm^2}{g}$$ für den Massenabsorptionskoeffizienten

und $d_e^* = \frac{1}{\mu^*} = 45{,}5 \cdot (E_{max})^{1,33} \quad \frac{mg}{cm^2}$ für die $\frac{1}{e}$-Schicht

(vgl. Gleichungen 31 und 32).

9.2.1.2. γ-Absorption

Für γ-Strahlung ist bei dem allgemeinen Absorptionsgesetz der totale Massenabsorptionskoeffizient $\mu^* = \frac{1}{\varrho} \cdot (\mu_{Phot} + \mu_{Cpt} + \mu_{Paar})$ zu verwenden, dessen Wert energie- und materialabhängig ist, da sich je nach Energie und Material der Anteil der drei γ-Prozesse, die an der Absorption beteiligt sind (Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarbildung), ändert. Erforderlichenfalls ist bei starkem Streuanteil die Multiplikation mit einem Zuwachsfaktor (build-up-Faktor) vorzunehmen (vgl. 3.3.).

9.2.1.3. Absorptionsempfindlichkeit und Meßempfindlichkeit

Bezeichnet man nun *das Verhältnis* der *Intensitätsänderung zur Änderung der Massenbelegung*

$$S = -\frac{\delta I}{\delta d} \tag{69}$$

(und zwar den negativen Wert, da mit wachsendem d die Größe von I abnimmt) als *Absorptionsempfindlichkeit*, so ergibt sich aus dem allgemeinen Absorptionsgesetz

$$S = + I_0 \cdot \mu^* \cdot e^{-\mu^* \cdot d} \, .$$

Man erkennt hieran, daß diese Empfindlichkeit S der Intensität I_0 proportional ist. Aus Strahlenschutzgründen kann man jedoch die Strahlerintensität nicht beliebig steigern. Nimmt man nun I_0 und d als konstant an, so ist S eine Funktion des Absorptionskoeffizienten μ^* und somit maximal für

$$\frac{\delta S}{\delta \mu^*} = 0$$

$$\frac{\delta S}{\delta \mu^*} = + I_0 \cdot e^{-\mu^* \cdot d} \cdot (1 - \mu^* \cdot d).$$

Dieser Ausdruck wird Null für $\mu^* \cdot d = 1$. Das bedeutet, daß die Absorptionsempfindlichkeit dann am größten ist, wenn die vom Meßgut oder Absorber durchgelassene Strahlung

$$\boldsymbol{I} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{e}} \cdot \boldsymbol{I_0} \tag{70}$$

ist, die Stärke des Absorbers also der sogenannten 1/e-Schicht der verwendeten Strahlenenergie entspricht (vgl. [14] *Fassbender* C IV, 1c).
Handelt es sich jedoch nicht nur um die Absorptionsempfindlichkeit, sondern sind für die auftretenden Änderungen der Strahlungsintensität auch noch die relativen Stromschwankungen und die Zeitkonstante der nachfolgenden Meßelektronik zu berücksichtigen, so verschiebt sich die für den optimalen Meßeffekt günstigste Materialstärke auf das Doppelte der 1/e-Schicht (vgl. [22] *Hanle* 5.4.1.4.).

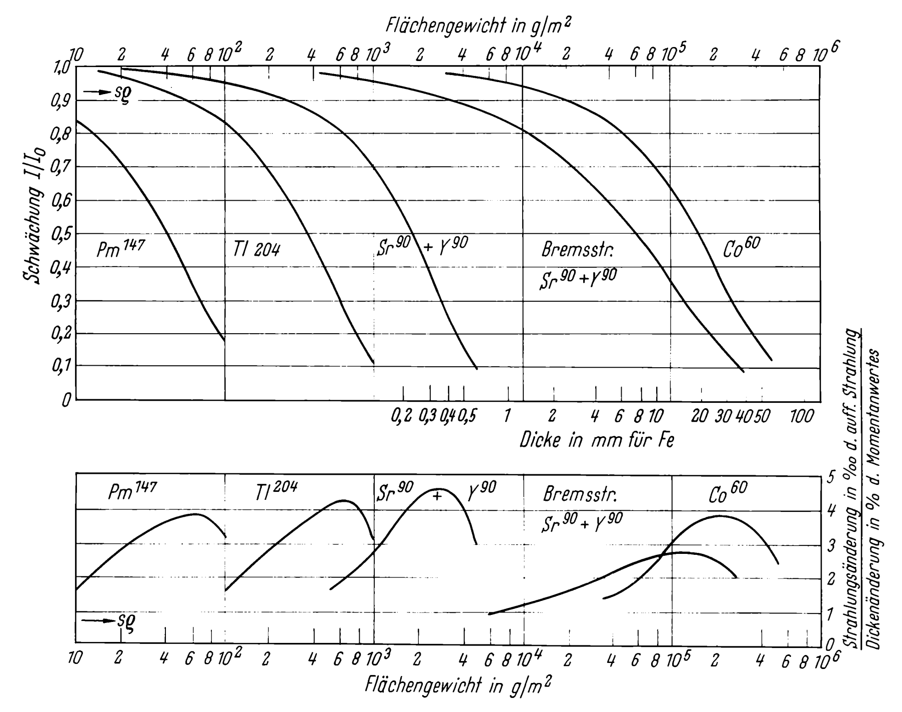


Bild 106. Absorptionskurven und Meßempfindlichkeit (nach *Frieseke & Hoepfner*)

Im allgemeinen kann man auf Grund der praktischen Meßerfahrungen sagen, daß bei Materialstärken, die zwischen $1/\mu$ und $3/\mu$ liegen, die Strahlungsintensität sich bei 1% Dickenänderung um mehr als 3‰ der Maximalintensität (ohne Absorber) ändert. Das bedeutet bei den heute üblichen Dickenmeßgeräten, daß eine Anzeigeänderung um einen Skalenteil etwa 0,5% Dickenänderung entspricht. Es wird also z. B. eine 0,2 mm starke Aluminiumfolie genauer als auf 1 µm gemessen. Voraussetzung dafür ist, daß ein Strahler mit einem solchen Massenabsorptionskoeffizienten verwendet wird, daß die zu messende Materialstärke zwischen $1/\mu$ und $3/\mu$ liegt.
Dieser optimale Bereich kann jedoch in den meisten Fällen nach beiden Richtungen weitgehend überschritten werden, da die in der Praxis verlangten Meßempfindlichkeiten meist geringer sein können. Folgende Meßbereiche können mit Isotopenstrahlern gut bestimmt werden:

Günstiger Meßbereich	Meßgut	Strahler	E_{max}
bis 10 mg/cm²	a	Pm-147	β 0,23 MeV
bis 70 mg/cm²	a b	Kr-85	β 0,67 MeV
bis 100 mg/cm²	a b	Tl-204	β 0,765 MeV
bis 500 mg/cm²	a b c d	Sr-Y-90	β 2,27 MeV
800 ··· 30000 mg/cm²	c d	Sr-Y-90 Bremsstr.	γ ca. 0,15 MeV
5000 ··· 30000 mg/cm²	d	Cs-137	γ 0,662 MeV
10000 ··· 40000 mg/cm²	d	Co-60	γ 1,33 MeV

a) PVC, Kunststoff-Folie, Gummi, Papier u. ä.
b) Aluminium u. ä.
c) Messing, Bronze, Kupfer u. ä.
d) Stahl

Man sieht aus dieser Aufstellung, daß sich in der Hauptsache β-Strahler verwenden lassen. Erst bei Blechen mit Stärken über 0,6 mm Stahl, bzw. über 2 mm Aluminium ist man auf γ-Strahlung angewiesen, die sich für Stahlbleche von 0,5 bis sogar 70 mm Stärke gut eignet.
Die *Verwendung von β-Strahlern* verlangt aus Gründen der mit der Absorption verbundenen Streuung einen stets gleichbleibenden *genau definierten Abstand* von Strahlenquelle und Detektor, sowie eine *gleichmäßige Höhenlage* des Meßgutes zwischen Strahler und Detektor. Bei elektrisch nicht leitendem Meßgut ist darauf zu achten, daß *keine elektrostatischen Aufladungen* vorliegen, da dadurch die β-Strahlung beeinflußt werden könnte. Da auch die *Luft als Absorber* für β-Strahlen wirkt, ist zu beachten, daß hier ein Temperaturfehler auftreten kann: 5 cm Luftweg entspricht etwa 65 g/m² (6,5 mg/cm²). 1° Temperaturänderung bedeutet dabei dann eine Änderung um 0,2 g/m².

9.2.1.4. Verwendbare Detektoren

Die Messungen müssen frei von statistischen Schwankungen sein, auch wird bei kontinuierlichen Messungen heute infolge hoher Fertigungsgeschwindigkeiten eine sehr kurze Meßzeit (0,1 bis 1 sec) benötigt. Das verlangt höhere Strahlungsintensitäten (Strahleraktivitäten im mCi-Bereich).

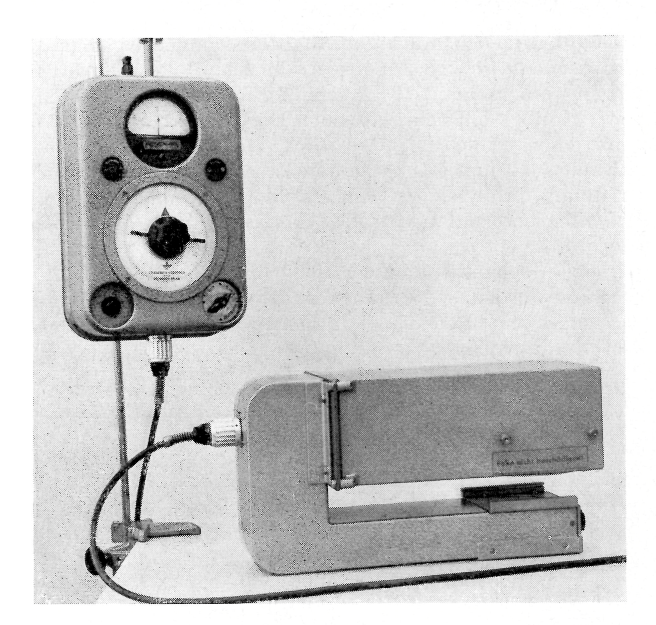


Bild 107. Meßbügel und Bediengerät einer Dickenmeßanlage
Im Meßbügel befindet sich unten der β-Strahler, oben die Meßkammer

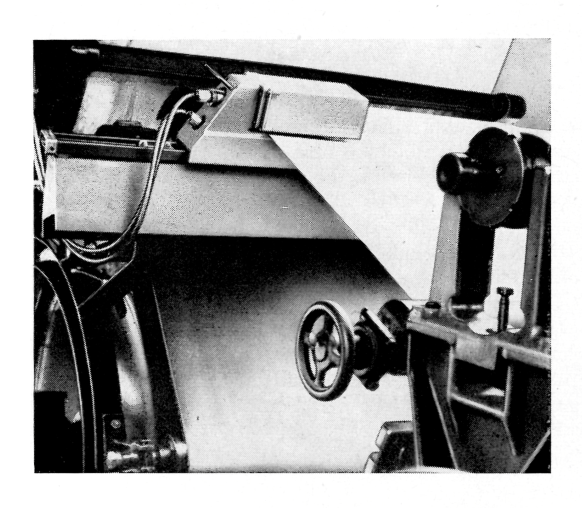


Bild 108.
Dickenmeßanlage FH 46: Meßbügel bei Folienmessung (Werkphoto *Frieseke & Hoepfner*)

Ein *Geiger-Müller-Zählrohr* würde bis zur Grenze seiner Auflösungszeit belastet und wegen seiner begrenzten Lebenszeit keinem Dauerbetrieb gewachsen sein. Daher scheidet es hier als Strahlendetektor aus.

Ein *Proportionalzählrohr* braucht äußerste Konstanz der Betriebsspannung, was zusammen mit dem erforderlichen Verstärker einen höheren elektronischen Aufwand bedingt.
Ihm gegenüber weist die *Ionisationskammer* als Detektor größere Vorteile auf. Ihre Lebensdauer ist praktisch nicht begrenzt. Der Umfang der zu messenden Intensitäten ist wesentlich größer als bei impulsgebenden Detektoren, da die Ionisationskammer als Gleichstrom gebender Detektor keine Totzeit kennt. Die Betriebsspannung stellt – sofern sie nur im Sättigungsbereich liegt – keine Anforderungen an besondere Konstanz. Der *Aufwand* liegt hier nur bei der Ausführung des *Meßverstärkers*. Als solcher hat sich der Typ des *Schwingkondensator-Meßverstärkers* bewährt. Ein weiterer Vorteil der Verwendung einer Ionisationskammer als Meßkopf bei der Dickenmessung ist, daß sie sich unschwer in größeren Ausmaßen herstellen läßt und auf diese Weise anstelle von einzelnen Punktmessungen die Dickenmessung über ein Flächenintegral erfolgt.
Als weiterer Strahlendetektor sei der *Szintillationsmeßkopf* erwähnt. Er zeichnet sich besonders durch gute Ansprechwahrscheinlichkeit auch bei γ-Strahlung aus. Dem stehen als Nachteile gegenüber, daß hier ebenfalls eine sehr hohe Spannungskonstanz benötigt wird, daß Meßkopf und Meßelektronik einen hohen wirtschaftlichen Aufwand verlangen. Darüber hinaus wirken sich die Empfindlichkeit gegen mechanische Stöße und Temperaturänderungen nachteilig aus.
Es haben sich daher bisher für die meisten dieser Meßanlagen am besten Ionisationskammern bewährt und zwar gewöhnlich in geschlossener Form mit einem Überdruck.

9.2.1.5. Verfahren mit Sollwert-Einstellung

Wie bei jedem Meßkopf, so ist auch bei der Ionisationskammer der durch geringe Dickenänderungen des absorbierenden Meßgutes entstehende Meßeffekt sehr klein gegenüber dem Gesamteffekt, also dem gesamten Ionisationsstrom, der von der Ionisationskammer während des Betriebes geliefert wird. Da es sich nun aber darum handelt, nicht diesen Strom, sondern nur seine Änderungen bei verschiedener Absorberdicke festzustellen, verwendet man eine Kompensationsschaltung zur Nullpunktunterdrückung und mißt nur den vom Kompensationsstrom abweichenden Strom, den man dann durch Änderung der Kompensationsspannung auf Null bringt. Das Potentiometer im Kompensationsstromkreis wirkt hier also als *Sollwerteinsteller*.

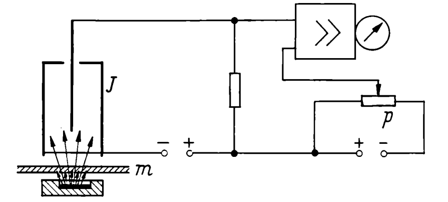


Bild 109. Dickenmessung mit Sollwerteinstellung
m Meßgut, *p* Sollwert-Potentiometer, *J* Ionisationskammer

9.2.1.6. Verfahren mit Vergleichsfolie

Eine andere Möglichkeit der Nullpunktunterdrückung ist durch Verwendung von zwei gleichartigen Meßstellen gegeben. Man braucht dafür also zwei gleichartige Strahler und bei gleichen geometrischen Verhältnissen auch zwei gleichartige

Ionisationskammern. Während an der einen Stelle das Meßgut im Strahlengang ist, ist an der Kompensationsmeßkammer eine *Vergleichsfolie* als Norm (Bild 110). Diese zwar aufwendigere Methode hat den Vorteil, daß Temperatureinflüsse und der zeitliche Aktivitätsabfall der Strahler auch kompensiert werden. Dafür hat das zuvor geschilderte Verfahren den Vorteil einer eichfähigen Skala am Sollwertpotentiometer.

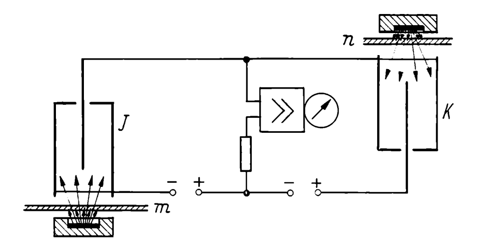


Bild 110. Dickenmessung mit Vergleichsfolie
m Meßgut,
n Normfolie,
J Meßkammer,
K Kompensationskammer

9.2.1.7. Besondere Anforderungen

Werden diese Verfahren zur *Regelung* verwendet, so hat es sich in vielen Fällen als zweckmäßig erwiesen, zwei Meßstellen auf gleicher Höhe über die Folienbreite verteilt anzuordnen, um das die Meßgutstärke beeinflussende Element (z. B. den Walzendruck) auf beiden Seiten unabhängig regeln zu können.
Will man aber über die ganze Breite einer Folie eine *Profilmessung* erhalten, so werden über und unter der Folie synchron Meßkammer und Strahler bewegt (Bild 111).

9.2.2. *Dickenmessung durch Rückstreuung*

Für den Fall, daß nicht beide Seiten des Meßgutes zugänglich sind, bleibt die Möglichkeit, die im Meßgut rückgestreute Strahlung zu messen. Diese nimmt grundsätzlich mit wachsender Meßgutstärke zu, erreicht aber wegen der ebenfalls zunehmenden Absorption einen Grenzwert oder Sättigungswert (Bild 112).

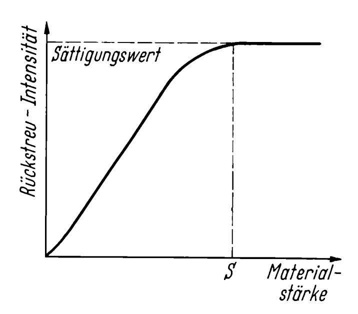


Bild 112. γ-Rückstreuintensität

Daraus folgt, daß hier die Grenzen der Meßmöglichkeiten noch viel strenger strahler- und materialbedingt sind. Die verwendeten Strahleraktivitäten sollten grundsätzlich höher sein als im Durchstrahlungsverfahren. Für Stahl von 2 mm bis etwa 20 mm verwendet man z. B. γ-Strahlen des Cs-137 mit 0,662 MeV. Die Rückstreuung von γ-Strahlen wird durch die Comptonquanten gegeben, deren Energie sich bei 180°-Rückstreuung aus

$$\boldsymbol{E_C = \frac{E_\gamma}{1 + 3{,}92 \cdot E_\gamma}} \tag{71}$$

bestimmt (vgl. 8.9.2.).

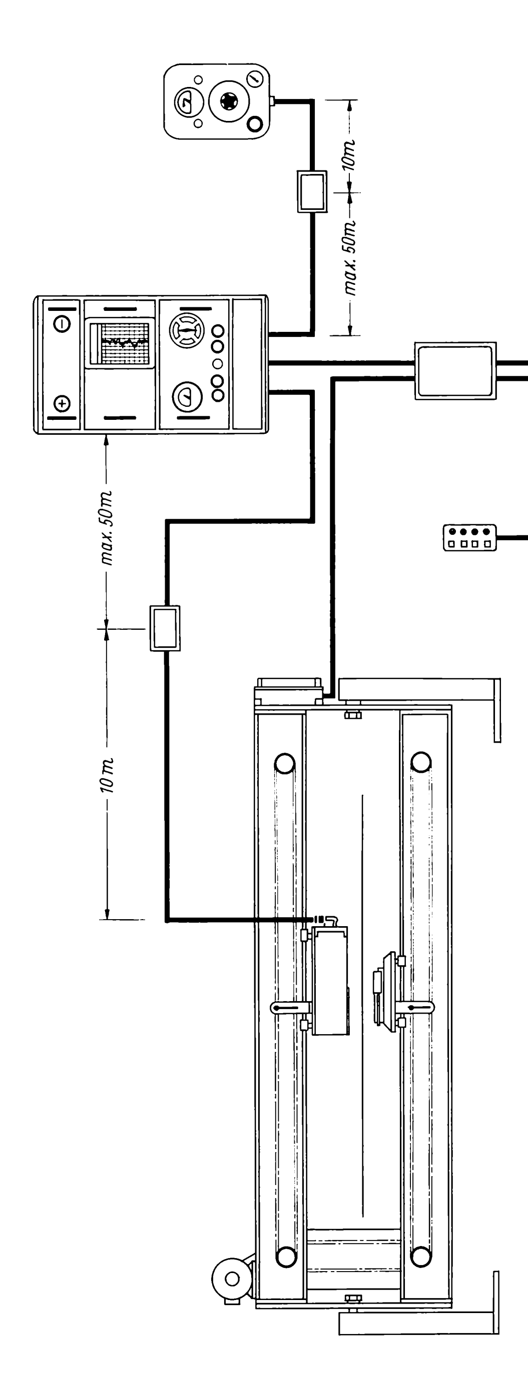


Bild 111. Profilmessung mit beweglicher Meßstelle. (Werkzeichnung *Frieseke & Hoepfner*)

9.2.2.1. γ-Rückstreumessung

Bei Verwendung der 0,662 MeV-γ-Quanten des Cs-137 wird die Rückstreuung also Energien von 184 keV und etwas mehr haben. Abgesehen davon, daß man verhindern muß, daß die primäre γ-Strahlung den Meßkopf trifft, kann man hier durch *Diskriminierung* (vgl. 8.4.1.) gerade den gesuchten *Comptonbereich* für die Messung auswählen. Das und die höhere γ-Empfindlichkeit führen dazu, bei γ-Rückstreumessungen *Szintillationsmeßköpfe* zu verwenden. Oft kann man die komplizierte Schaltung einer Impulshöhenanalyse hier dadurch vermeiden, daß man bereits den Meßkopf so gestaltet, daß bevorzugt die niederen Energien der Rückstreuquanten gemessen werden. Man erreicht das z. B. durch Verwendung eines *relativ dünnen* (z. B. 3 mm) *Szintillationskristalls*.

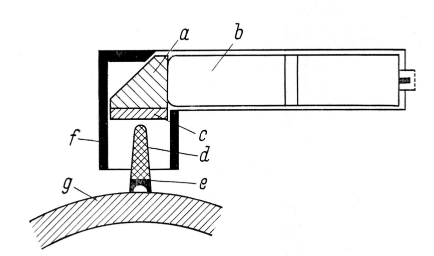


Bild 113. γ-Rückstreusonde für Rohrwanddickenmessung. (Nach *Prof. Dr. Berthold*) *a* Lichtleiter, *b* Photo-Multiplier, *c* Szintillator, *d* Wolframkonus, *e* γ-Strahler, *f* Bleiabschirmung, *g* Meßgut

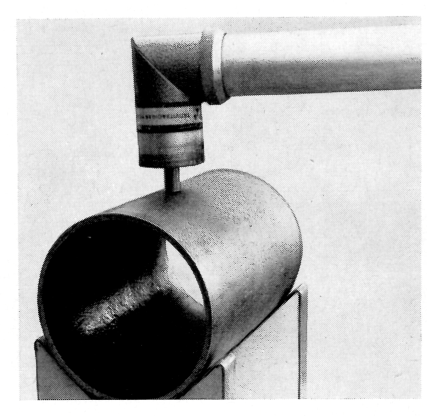


Bild 114. Rohrwanddickenmessung mit *Berthold*-Gerät (Strahler: 0,5 mCi Cs–137)

9.2.2.2. β-Rückstreumessung

Bei *dünneren Folien*, bzw. bei Material geringerer Dichte wird die *Rückstreuung* von *β-Strahlen* verwendet. β-Strahlen werden an den Coulombfeldern der Kerne und der Hüllelektronen des Meßgutes gestreut. Daran liegt es, daß die β-Rückstreuung von der Ordnungszahl des Meßgutes abhängig ist. Auch hier nimmt die Rückstreuintensität bis zu einem Sättigungswert zu. Gemessen wird also grundsätzlich wieder nur unter diesem Grenzwert. Zur kontinuierlichen Dickenmessung eignet sich (genau wie beim Durchstrahlungsverfahren) die *Ionisationskammer*. Dabei lassen sich ebenfalls entsprechende Kompensationsmethoden verwenden. Wird das Rückstreuverfahren so angewendet, dann sollte das Meßgut frei liegen, d. h. auf seiner Rückseite kein Material haben, das ebenfalls rückstreut und damit das Meßergebnis ändern würde.

Diese Forderung läßt sich aber vielfach nicht erfüllen, da man meistens gerade deswegen zum Rückstreuverfahren gezwungen wird, weil das Material – z. B. eine Gummifolie – auf der Stahlwalze des Kalanders aufliegt. Falls nun die Ordnungszahl des Meßgutes von derjenigen seiner Unterlage verschieden ist, so ist auch in diesem Falle eine Bestimmung der Dicke des Meßgutes aus der Rückstreuung

möglich. Ist nämlich die Sättigungsdicke der Unterlage, also z. B. der Stahlwalze S_2, so wird dann, wenn sich auf dieser Unterlage eine Schicht geringerer Ordnungszahl befindet, die Rückstreuintensität schwächer sein und zwar abhängig von der Dicke S_1 dieser Schicht geringeren Rückstreuvermögens. Auch der umgekehrte Fall tritt ein, wenn nämlich die Folie die höhere Ordnungszahl hat als die Unterlage. In diesem Falle wird die Sättigungsdicke der Unterlage je nach der Folienstärke S_3 durch zusätzliche Rückstreuung erhöht (Bild 17).

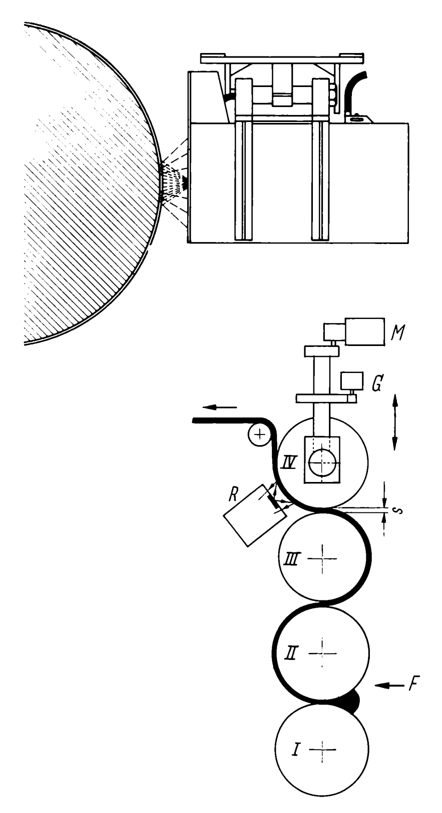


Bild 115. Rückstrahlungsverfahren. (Werkzeichnung *Frieseke & Hoepfner*)

Bild 116. Rückstreudickenmessung auf Stahlkalanderwalze. (Werkzeichnung *Frieseke & Hoepfner*)

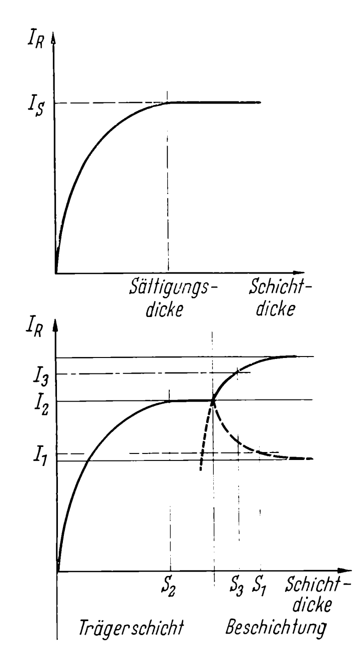


Bild 117. oben: Intensität rückgestreuter β-Strahlen
unten: Änderung der Rückstreuung bei Beschichtung

9.2.2.3. Beschichtungsmessung

Das Rückstreuverfahren erhält aus diesen Gründen seine besondere Bedeutung bei der Messung von Beschichtungen, kaschierten Folien usw., sowie bei der Bestimmung der Zinnschichtstärke von Weißblech. Die Ordnungszahlen $Z_{Fe} = 26$,

$Z_{Sn} = 50$ liegen hier weit genug auseinander, so daß ein guter Meßeffekt entsteht. Die hier bei einem Meßbereich bis 15 g/m² mögliche Meßempfindlichkeit reicht bis 0,1 g/m², was einer Zinnschicht von 0,013 µm entspricht!

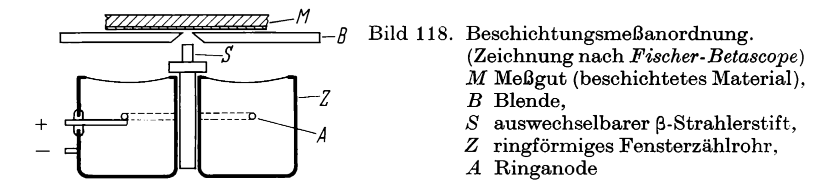


Bild 118. Beschichtungsmeßanordnung. (Zeichnung nach *Fischer-Betascope*)
M Meßgut (beschichtetes Material),
B Blende,
S auswechselbarer β-Strahlerstift,
Z ringförmiges Fensterzählrohr,
A Ringanode

Das β-Rückstreuverfahren hat sich hier so gut bewährt, daß man damit auch Feinmeßanlagen zur diskontinuierlichen Messung der Stärke der Versilberung oder Vergoldung kleiner elektrischer Schaltkontaktflächen oder der Verkupferung von Isolierstoffplatten gedruckter elektrischer Schaltungen herstellt (Bild 118). Der Meßeffekt wird auch hier durch die Differenz der Ordnungszahlen bestimmt, wobei es gleichgültig ist, ob die Beschichtung oder das Trägermaterial die höhere Ordnungszahl hat. Der Strahler sollte in seiner Energie möglichst so gewählt werden, daß die Trägersubstanz ihre Rückstreusättigung erreicht hat. Hier lassen sich dann mit wesentlich geringeren Strahlenintensitäten die gleichen Meßgenauigkeiten erreichen, da man mit einem Fensterzählrohr im Impulsbetrieb arbeitet und die statistische Streuung durch höhere Impulszahlen unterdrücken kann.

9.2.3. *Schichtstärkenmessung durch Differenzbildung*

Handelt es sich um größere Beschichtungsstärken, so läßt sich die Rückstreumethode nicht mehr anwenden. Man benutzt dann zweckmäßiger wieder die Durchstrahlungsmethode, bei der sich durch Verwendung zweier Meßstellen vor und hinter der Beschichtungsstelle mit Hilfe einer Differenzbildung, die auch automatisch durch die Elektronik gegeben werden kann, die Schichtdicke ermitteln oder auch regeln läßt.

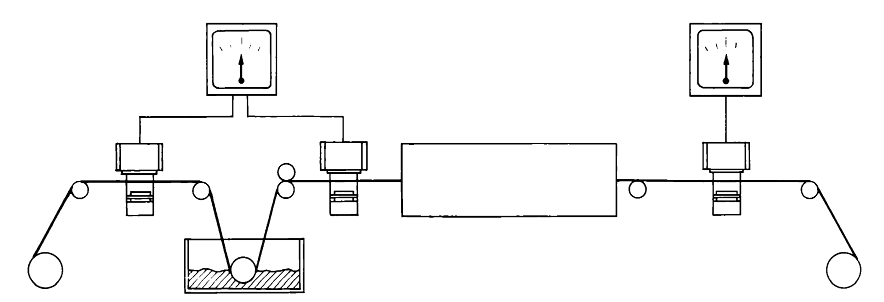


Bild 119. Differenzmeßanlage bei Auftrags- und Imprägnierungsmessung. (Werkzeichnung *Frieseke & Hoepfner*)

9.3. Dichtemessung (Gravitometrie)

Wenn das Dickenmeßgut homogen aus einem Material besteht, so wird man nach Möglichkeit das direkte Durchstrahlungsverfahren der Rückstreumethode vorziehen. Hierbei wird durch die Absorption die Massenbelegung b gemessen.

$$b = \varrho \cdot x.$$

Man schließt dann bei bekannter Dichte ϱ auf die Materialstärke x. Natürlich kann man auch bei bekannter Materialstärke *die Dichte bestimmen:* $\varrho = b/x$. Das geschieht mit sonst gleichem Meßverfahren bei Flüssigkeiten, die in einem Rohr durch die Meßstrecke zwischen Strahler und Ionisationskammer fließen. Derartige Dichtemeßanlagen sind unter dem Namen *Gravitometer* eingeführt. Da es sich hier häufig um größere Rohrdurchmesser und um Stahlrohre handelt, verwendet man gewöhnlich γ-Strahler.

9.3.1. *Meßeffekt bei Behälterdurchstrahlung*

Soll eine Flüssigkeit oder ein ähnliches Meßgut in einem Behälter gemessen werden, so muß die Strahlung außer dem Meßgut auch noch die Behälterwände durchdringen. Die Strahlenschwächung geschieht dann durch die Massenbelegung b des Meßgutes und zweimal durch die Massenbelegung w der Behälterwand. Ändert sich b, so ergibt sich:

$$I_1 = I_0 \cdot e^{-\mu^* \cdot (2w + b_1)} = I_0 \cdot e^{-\mu^* \cdot 2w} \cdot e^{-\mu^* \cdot b_1}$$
$$I_2 = I_0 \cdot e^{-\mu^* \cdot (2w + b_2)} = I_0 \cdot e^{-\mu^* \cdot 2w} \cdot e^{-\mu^* \cdot b_2}$$

Das Intensitätsverhältnis $\frac{I_1}{I_2} = M$ ist nun der *Meßeffekt*

$$\boldsymbol{M = e^{-\mu^* \cdot (b_1 - b_2)} = e^{-\mu^* \cdot \Delta b}} \tag{72}$$

Dieser ist also eine Funktion des Unterschiedes in der Massenbelegung des Meßgutes und unabhängig von der der Behälterwände. Die Behälterwandstärke hat also primär keinen Einfluß auf den Meßeffekt, sondern nur auf die zu wählende Aktivität des Strahlers, da bei zu kleinen Impulsraten die statistische Streuung zu stark und die Messung damit zu ungenau wird, falls man nicht zeitlich die Möglichkeit hat, mit entsprechend großen Zeitkonstanten zu messen.

9.3.2. *Meßempfindlichkeit bei Dichtemessungen*

Bezüglich der Auswahl des Strahlers (bzw. der Strahlerenergie) abhängig von den Massenbelegungen der Wände und des Meßgutes gilt nun aber das gleiche, was bereits zur Absorptions- und Meßempfindlichkeit bei Dickenmessungen gesagt wurde (vgl. 9.2.1.3.). Danach ist es am besten, wenn der Massenabsorptionskoeffizient so gewählt wird, daß die Summe $b + 2w$ zwischen $1/\mu$ und $3/\mu$ liegt. Ein stärkeres Überschreiten dieses optimalen Bereiches kann in bestimmten Grenzen (s. o.) durch Aktivitätserhöhung ausgeglichen werden.

9.3.3. *Verschiedene Eigenarten der Gravitometrie*

Falls bei der Gravitometrie mit *Ablagerungen* in den Rohren gerechnet werden muß, ist es zweckmäßig, die *Meßstrecke* an einem *senkrechten* Rohrstück ein-

zurichten. Als Meßkopf eignet sich wieder die robuste *Ionisationskammer* am besten. Nur bei extrem großen Meßstrecken wird man, um zu hohe Strahleraktivitäten zu vermeiden, auf den *Szintillationsmeßkopf* zurückgreifen.

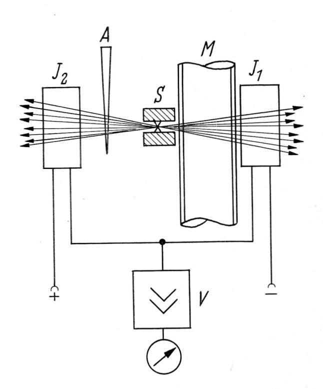


Bild 120. Dichtebestimmung mit Ionisationskammer
S Strahler in Bleikollimator,
M Rohrleitung mit Meßflüssigkeit,
J_1 Meßkammer,
J_2 Kompensationskammer,
A verschiebbarer Absorberkeil,
V Verstärker des Differenzstromes

Bild 121. Strahler und Meßkammer einer Dichtemeßanlage. (Werkphoto *Frieseke & Hoepfner*)

Bild 122. Dichtemeßanlage. (Werkzeichnung *Frieseke & Hoepfner*)

Die Dichtemeßanlagen haben ihre besondere Bedeutung bei der *Überwachung von Ölfernleitungen* (pipelines) bekommen. In diesen Leitungen werden nacheinander verschiedene Ölsorten verschickt. Das Gravitometer zeigt hier sofort den Wechsel der Ölsorte an. Weitere Verwendungen ergeben sich in der *chemischen Industrie* und bei *Betriebswasseraufbereitungsanlagen.*

Da es sich bei all diesen gravitometrischen Bestimmungen um die Feststellung kleiner Dichteschwankungen handelt, verwendet die *Meßelektronik* eine Kompensationsschaltung zur Nullpunktunterdrükkung wie bei der Dickenmessung.

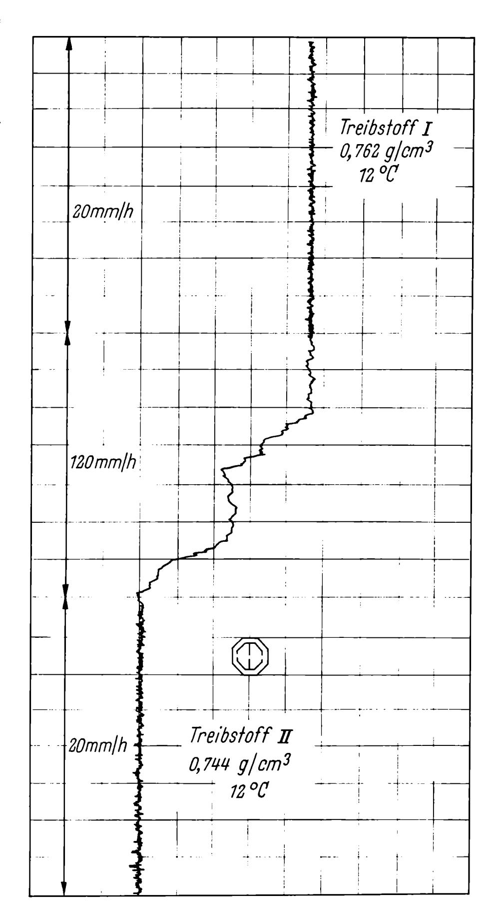


Bild 123. Registrierstreifen der Dichteüberwachung einer Ölfernleitung. (*Frieseke & Hoepfner*)

9.3.4. *Messung des C/H-Verhältnisses*

An dieser Stelle ist auf ein besonderes kerntechnisches Meßverfahren hinzuweisen, bei dem ebenfalls eine Flüssigkeit von genau festgelegter Stärke durchstrahlt wird. Durchstrahlt man flüssige Kohlenwasserstoffe mit β-Strahlen, so ist die Absorption stark von der Zusammensetzung des jeweiligen Kohlenwasserstoffes, dem sogenannten *C/H-Verhältnis* abhängig. Dieses Verhältnis ist z. B. kenn-

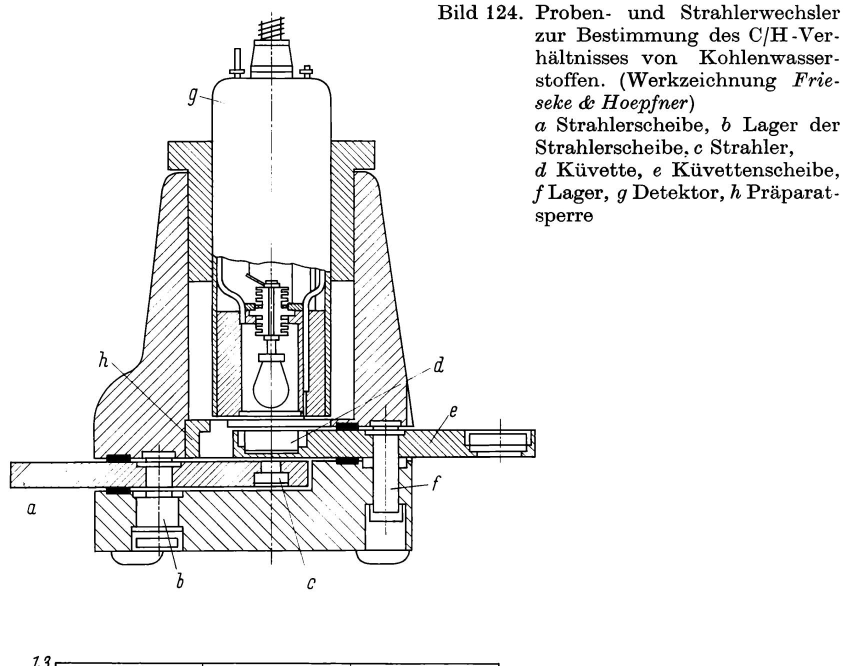


Bild 124. Proben- und Strahlerwechsler zur Bestimmung des C/H-Verhältnisses von Kohlenwasserstoffen. (Werkzeichnung *Frieseke & Hoepfner*)
a Strahlerscheibe, *b* Lager der Strahlerscheibe, *c* Strahler, *d* Küvette, *e* Küvettenscheibe, *f* Lager, *g* Detektor, *h* Präparatsperre

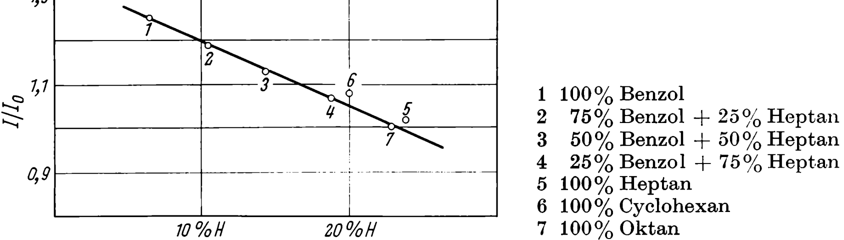


Bild 125. Eichkurve für die C/H-Bestimmung an Kohlenwasserstoffen.
(Nach *Frieseke & Hoepfner*)
Strahler: 0,2 Millicurie Sr/Y-90
Detektor: Methandurchflußzähler FH 407
Einwaage: 400 mg/cm²

zeichnend für die Güte von Düsentriebwerkskraftstoffen und daher von besonderer Wichtigkeit. Die unterschiedliche Absorption der β-Strahlen liegt daran, daß diese Absorption zum großen Teil durch die Wechselwirkung der β-Teilchen mit den Hüllelektronen der Materie bedingt ist (vgl. 3.2.4.). Beim Wasserstoff entspricht die Zahl der Elektronen *Z* der Massenzahl *A*, während sie beim Kohlenstoff bekanntlich nur halb so groß wie die Massenzahl ist. Somit ergibt sich hier die Möglichkeit einer relativ schnellen Spezialanalyse von Kraftstoffen.

9.4. Füllstandsüberwachung

9.4.1. *Meßeffekt*

Der Dichtemessung ähnlich ist die *Füllstandsüberwachung* durch Kernstrahlung, denn auch hier wird ein Behälter durchstrahlt, wobei das Meßergebnis durch die verschiedene Massenbelegung des Behälterinhalts gegeben wird. Daher gelten hier auch dieselben Überlegungen, die bei der Dichtemessung zum Meßeffekt angestellt wurden:

$$M = e^{-\mu^* \cdot \Delta b} \quad \text{(vgl. 9.3.1.)},$$

d. h. daß die Wandstärke des Gefäßes keinen direkten Beitrag zum eigentlichen Meßeffekt liefert, wenn darunter das Verhältnis der Strahlungsintensitäten verstanden wird, die sich bei den verschieden zu messenden Situationen ergeben. Da es nun bei der Füllstandsüberwachung nicht auf kleine Dichteschwankungen ankommt, ergeben sich hier gewisse Vereinfachungen. In vielen Fällen wird b_1 gegenüber b_2 hier vernachlässigbar klein sein, so daß man für den Meßeffekt den Wert

$$M = \frac{I_1}{I_2} = e^{\mu^* \cdot b} \tag{73}$$

erhält, wobei b die Massenbelegung des Füllgutes auf der Meßstrecke im Behälter ist. Dieser große Dichteunterschied hat weiterhin Einfluß auf die Wahl der Strahleraktivität und die Meßelektronik.

Da sich hier bei relativ geringer Strahleraktivität schon ausreichende Meßergebnisse erzielen lassen, wird man als Meßkopf in vielen Fällen bereits ein Geiger-Müller-Halogenzählrohr wählen können, das mit einer relativ einfachen Elektronik schon hohe Meßimpulse liefert.

9.4.2. *Füllschranke*

Das Prinzip der Füllstandsüberwachung ist die einfache *Strahlenschranke* SD (Bild 126). Steigt der Füllgutspiegel über die Verbindungslinie zwischen dem Strahler S und dem Detektor D, so unterschreitet wegen der nun stärkeren Strahlenabsorption die bei D gemessene Intensität einen eingestellten Wert, wodurch über eine einfache Relaisschaltung ein Warnsignal ausgelöst wird, oder auch direkt die weitere Füllung abgedrosselt wird. Gleichzeitig könnte auch ein Auslaufventil geöffnet werden, das sich bei Unterschreiten des Meßpegels wieder schließt u. ä.

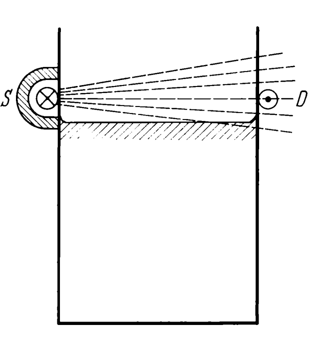


Bild 126. Einfache Strahlenschranke
S Strahler, *D* Detektor

Zu achten ist hier auf das Verhältnis der Füll- und Leergeschwindigkeit zu der Zeitkonstanten der Meßelektronik. Wie bereits früher dargelegt, verlangen geringere Strahlungsintensitäten größere Zeitkonstanten, um möglichst frei von statistischer Streuung zu werden.

9.4.3. *Anordnung für Regelzwecke*

In dem obigen Beispiel der Regelung des Zu- und Abflusses kann nun eine zu große Zeitkonstante zu einem dauernden Pendeln des Füllgutspiegels um den Meßpegel SD führen.

Man kann dieser Erscheinung auch dadurch begegnen, daß man dafür sorgt, daß die Strahlungsintensität sich nicht sprunghaft ändert, sondern allmählich während einer gewissen Füllungsstrecke. Das läßt sich z. B. dadurch erreichen, daß man ein längeres *Zählrohr* nicht horizontal sondern *vertikal* dem Strahler gegenüber anbringt. Eine andere Möglichkeit besteht darin, daß man die *Meßstrecke* SD nicht horizontal wählt, sondern *gegen die Horizontale neigt.* Hierbei bevorzugt man ein Tieferstellen des Strahlers aus Strahlenschutzgründen und zur größeren Schonung des Zählrohres, doch läßt sich auch mit Tieferstellen des Zählrohres der entsprechende Effekt erzielen.

Bild 127. Änderung der Strahlungsintensität mit der Füllstandshöhe

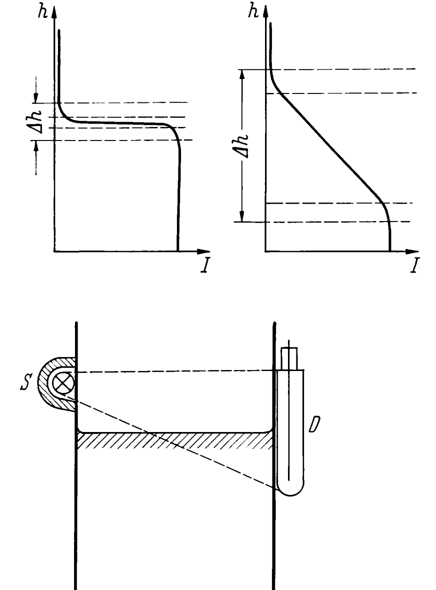


Bild 128. Füllschranke mit vertikalem Zählrohr

Bild 129. Füllschranke mit versetztem Strahler

9.4.4. *Füllstandsanzeige*

Verfolgt man diese Methode weiter, so kommt man zu einer kontinuierlichen Änderung der Strahlungsintensität über den ganzen Füllbereich und damit zur *kontinuierlichen Füllstandsanzeige.*

Im allgemeinen wird auf diese Weise aber kein linearer Verlauf der Anzeige mit dem Füllstand erreicht werden. Wenn das Füllgut senkrecht von unten durch-

strahlt wird, kann man wegen des allgemeinen Absorptionsgesetzes einen angenähert *logarithmischen* Verlauf der Anzeige erwarten. Ein ziemlich linearer Verlauf läßt sich bei Verwendung eines an der Seitenwand senkrecht angebrachten *linearen Strahlers* erreichen, dessen Aktivität nach unten hin entsprechend zunimmt. Derartige Strahler werden heute bereits hergestellt. Im einfachsten Fall ist dies ein auf einen zylindrischen Dorn mit unterschiedlicher Ganghöhe aufgewickelter Co-60-Draht.

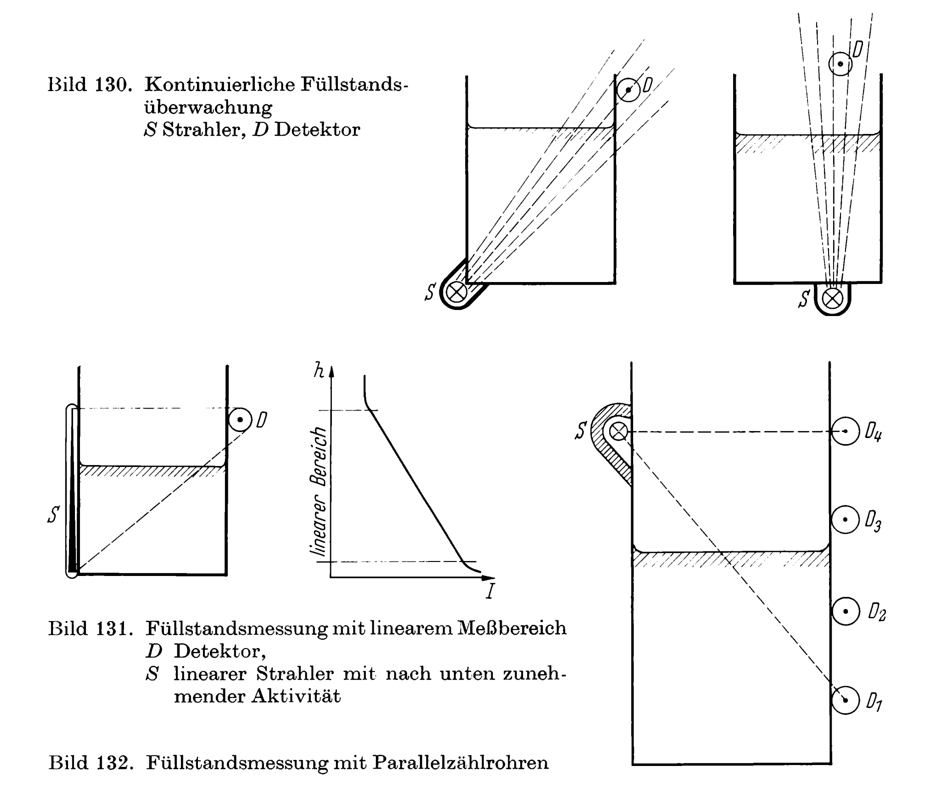


Bild 130. Kontinuierliche Füllstandsüberwachung
S Strahler, *D* Detektor

Bild 131. Füllstandsmessung mit linearem Meßbereich
D Detektor,
S linearer Strahler mit nach unten zunehmender Aktivität

Bild 132. Füllstandsmessung mit Parallelzählrohren

Man kann ähnliches auch durch Kombination *mehrerer Strahler* mit verschiedenen Aktivitäten erreichen, wobei unten die stärkeren Aktivitäten angeordnet werden. Auch die Kombination eines gleichmäßigen senkrechten *Linienstrahlers* mit einem unten angebrachten *zusätzlichen Punktstrahler* kann in einem gewissen Bereich zu einem linearen Intensitätsverlauf führen. Man kann eine lineare Füllstandsanzeige auch dadurch annähern, daß man bei Verwendung nur *eines Punktstrahlers* auf der gegenüberliegenden Seite in verschiedenen Abständen untereinander *mehrere Zählrohre* parallel geschaltet anordnet.
Bei nur wenigen Zählrohren ergibt sich eine *stufenförmige Anzeige* (Bild 133), die manchmal (z. B. zur Anzeige gewisser Toleranzbereiche) erwünscht sein kann.

Auch zur Anzeige etwaiger Füllunregelmäßigkeiten werden mit Erfolg zwei Zählrohre bei nur einem Strahler (die dann aber gewöhnlich nicht parallel auf dieselbe Elektronik einwirken) verwendet. In diesem Falle handelt es sich im Grunde um zwei Strahlenschranken mit gemeinsamem Strahler.

Vom Standpunkte des Strahlenschutzes sind meist die Methoden vorzuziehen, die mit nur einem Punktstrahler arbeiten.

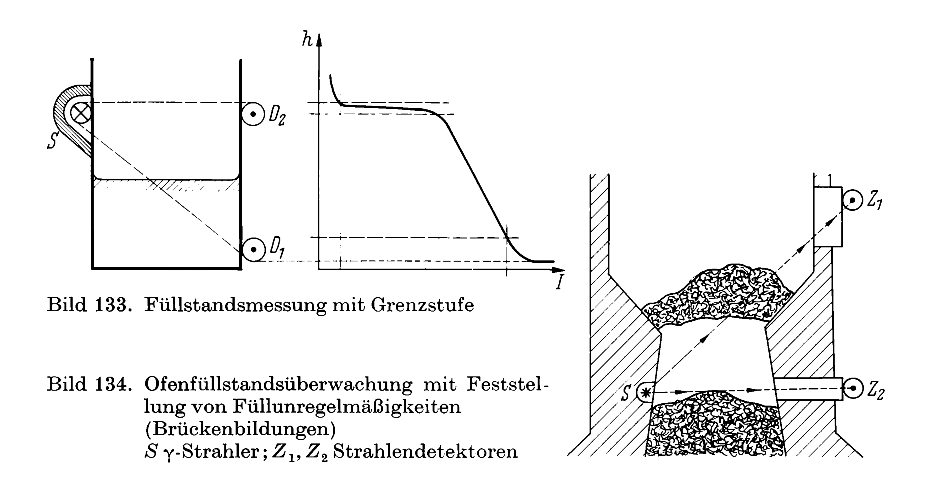


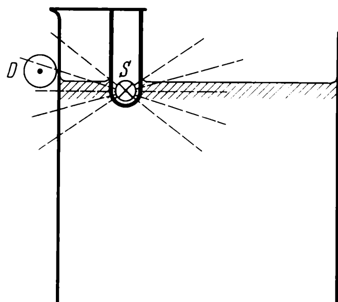
Bild 133. Füllstandsmessung mit Grenzstufe

Bild 134. Ofenfüllstandsüberwachung mit Feststellung von Füllunregelmäßigkeiten (Brückenbildungen)
S γ-Strahler; Z_1, Z_2 Strahlendetektoren

9.4.5. *Besondere Strahleranordnungen*

Wenn auch der eigentliche Meßeffekt, d. h. das Intensitätsverhältnis bei leerer und gefüllter Schrankenstrecke nicht durch die Massenbelegung der Wände gestört wird, so bedingt diese doch eine Aktivitätsanpassung, die u. U. zu unangenehm hohen Aktivitätswerten führen kann. Bei sehr starken Wänden (Messungen von Ofenfüllungen u. dgl.) ist zu untersuchen, ob nicht an der Stelle der Meßstrecke gewisse *Strahlenfenster* eingebaut werden sollten. So empfiehlt *Mengelkamp* bei Füllstandsmessung in Schachtöfen der Kalkindustrie an der Meßstrecke die Schamotteauskleidung durch allseits geschlossene leere Stahlkästen zu ersetzen [22].
Häufig kann man auch wärmeunempfindliche *Präparate nahe der Innenfläche* des Ofens einbauen und dadurch einmal die zu durchstrahlende Wandstärke auf die Hälfte herabsetzen, andererseits zugleich eine zusätzliche Strahlenabschirmung hinter dem Strahler erreichen.

Ist nun bei *sehr weiten Behältern* und relativ *dichtem Meßgut* auch die Massenbelegung des Meßgutes selbst zu hoch, so kann man die Meßstrecke zugunsten geringerer Strahleraktivität dadurch verkürzen, daß man z. B. den *Strahler* in einem bestimmten Abstand vom Meßkopf in einem geschlossenen Rohr *innerhalb des Behälters* anbringt. Bei diesem Verfahren wird allerdings oft das Verhältnis zwischen Länge der horizontalen Meßstrecke und Füllhöhe so ungünstig, daß man so zwar eine Schranke, aber kaum noch eine kontinuierliche Füllstandsmessung betreiben kann.



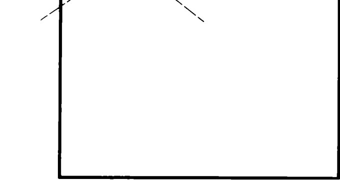
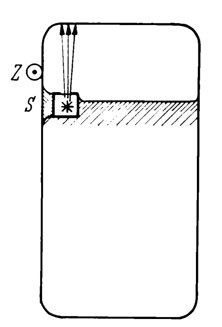


Bild 135. Füllschranke bei weiten Behältern



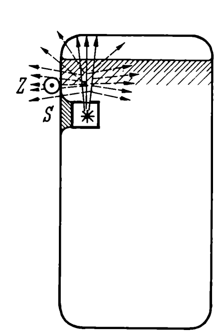


Bild 136. Füllstandsüberwachung mit Streustrahlung
S Strahler, *Z* Zählrohr

9.4.6. *Streustrahlungsmethode*

Als besondere Art der *Füllstandsüberwachung* ist die *Verwendung von Streustrahlung* anzuführen. Wenn sich das Meßgut dazu eignet, wird bei diesem Verfahren innerhalb des Behälters etwas tiefer als das Zählrohr ein umschlossener Strahler angebracht, dessen Strahlung bis auf einen engen nach oben gerichteten Strahlenkegel gut abgeblendet ist. Steigt das Füllgut über den Strahler hinaus, so wird das Zählrohr von der nun einsetzenden Streustrahlung getroffen. Es ergibt sich also – im *Gegensatz zum Absorptionsverfahren* – hier eine *positive Anzeige*. Es ist selbstverständlich, daß bei Verfahren, bei denen der Strahler in das Füllgut eintaucht, auf absolut korrosionsfeste Umhüllung zu achten ist. Auch hierbei ist so nur eine Schranke, aber keine Füllstandshöhenmessung möglich.

9.4.7. *Bewegte Strahler*

Einer der wesentlichen Vorteile der Anwendung der Kernstrahlung für Füllstandsmessungen ist es, daß sie keine bewegten Teile benötigt. Dadurch ist dieses Verfahren z. B. allen Schwimmermethoden hinsichtlich etwaiger Ausfälle, die auf Verschleiß, Korrosion u. ä. beruhen können, überlegen. Benutzt man aber eines der letztgenannten Strahlungsverfahren, bei denen als Meßstrecke nicht der gesamte Behälterquerschnitt verwendet wird, so kommt man dann, wenn es sich nicht nur um eine einfache Füllstandsschranke handelt, nicht ohne bewegliche Teile aus. In einem solchen Falle wird man z. B. ein oder mehrere Zählrohre an der Außenwand anordnen und in bestimmtem Abstand dazu in dem Behälter ein unten geschlossenes senkrechtes Rohr befestigen, in welchem der Strahler auf und ab gefahren werden kann („*Fahrstuhlsystem*"). Dieses Auf- und Abfahren kann von einem Motor durchgeführt werden, der von der Intensität der Zählrohrimpulse gesteuert wird. Wenn bei steigendem Meßgutspiegel die Zählrohrimpulse einen Schwellenwert unterschreiten, wird der Strahler solange nach oben bewegt, bis die Impulshäufigkeit stärker wird und bei zu großer Impulshäufigkeit wird nach Erreichen einer oberen Schwelle der Strahler wieder abwärts bewegt. In diesem Falle zeigt die Stellung des Strahlers, wie bei einem Schwimmer, den Pegelstand an. Selbstverständlich kann man nun auch (evtl. in einem zweiten Rohr) den Strahlendetektor gleichzeitig mit dem Strahler sich auf und ab bewegen lassen.

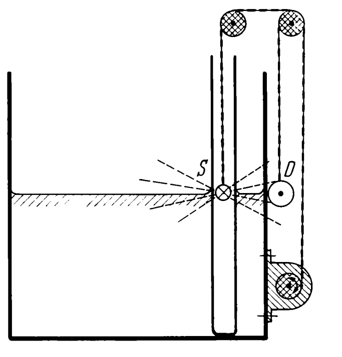


Bild 137. Füllstandsmessung im Fahrstuhlsystem

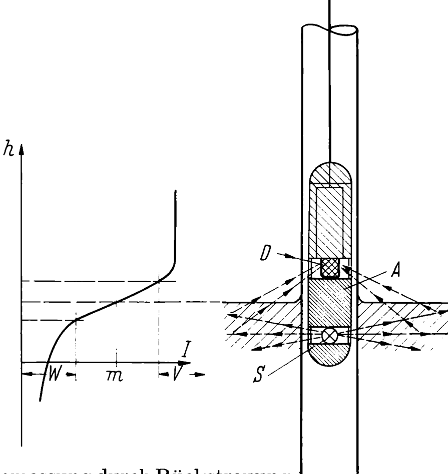


Bild 138. Fahrstuhleinheit für Füllstandsmessung durch Rückstreuung
S Strahler, *A* Abschirmung, *D* Detektor (Szintillator),
V Einheit bewegt sich aufwärts, bis Mittelwert *m* erreicht ist,
W Einheit bewegt sich abwärts, bis Mittelwert *m* erreicht ist
(ähnliche Einheiten lassen sich zu Bodendichtebestimmungen in Bohrlöchern verwenden!)

9.4.8. *Kontinuierliche Messung mit Streustrahlung*

Im Falle der *Füllstandsmessung durch Streustrahlung* kann man eine *Einheit* bestehend aus *Strahler*, darüber liegender *Abschirmung* und darüber befindlichem *Strahlendetektor* gemeinsam in einem Rohr auf und ab bewegen. Hier wird die Aufwärtsbewegung dieser Einheit von stärkerer Streustrahlintensität und die Abwärtsbewegung von geringerer Intensität bewirkt, so daß auch hier diese Einheit *wie ein Schwimmer* mit dem wechselnden Pegelstand mitfährt. Ein Vorteil gegenüber einem einfachen Schwimmer ist z. B. dadurch gegeben, daß die Strahler-Detektor-Einheit nicht direkt in das Meßgut eintaucht und daher besser korrosionsgeschützt ist.

9.4.9. *Handgeräte*

Kleine *transportable Handgeräte* zur Füllstandsmessung z. B. an Flüssiggasflaschen verwenden eine Gabel, auf der an einem Gabelende der Strahlendetektor, am anderen der Strahler (gewöhnlich Cs-137) angebracht ist. Wegen des nicht sehr großen Meßeffektes bei diesem Meßgut ist die *Zeitkonstante* des Meßgerätes hier *relativ hoch.*

9.4.10. *Füllkontrolle bei Packungen*

Als letztes dieser auf Strahlenabsorption oder -streuung beruhenden Überwachungsverfahren sei auf die *Füllkontrolle von Packungen* verwiesen. Fertige Packungen laufen in einer Geschwindigkeit der Größenordnung von etwa 1 m/sec durch eine Strahlenschranke. Diese Schranke ist hier der vorkommenden Massen-

absorptionskoeffizienten wegen gewöhnlich mit *β-Strahlern* bestückt. Hier muß bei der geringen zur Verfügung stehenden Zeit *(je Messung 50...100 msec)* die Strahleraktivität wieder hoch (vgl. Flächengewichtsmessungen) und die ***Zeitkonstante*** der Anlage ***sehr klein*** gewählt werden. Stimmt man in dieser Weise den Strahler und die Meßelektronik auf das jeweils vorliegende Meßproblem ab, so ist es möglich, mit einer solchen Anlage die Packungen sowohl zu zählen, wie auch die Füllstände zu kontrollieren.

9.5. Besondere Verwendungen

Aus der großen Zahl der technischen Verwendung umschlossener radioaktiver Strahler konnte hier nur auf die bekanntesten eingegangen werden. Hingewiesen sei noch auf verschiedene Ortungsverfahren, wie z. B. die Überwachung achsialer Wellenverschiebungen oder der Drehbewegung von Kolbenringen (vgl. z. B. *Berthold, Atompraxis 2, S. 184* und *Kollmann-Stegemann, Kerntechnik 4, S. 43*), dazu kommen noch spezielle Dickenmessungen, wie die Bestimmung von Ölfilmen u. dgl. Auf das große Gebiet der Verschleißmessungen wird hier nicht näher eingegangen, nicht nur, weil dabei hauptsächlich mit offenen Strahlern gearbeitet werden muß, sondern auch, weil die Methoden dem jeweiligen Problem angepaßt so verschiedenartig sind, daß damit der Rahmen dieses Buches weit überschritten würde.

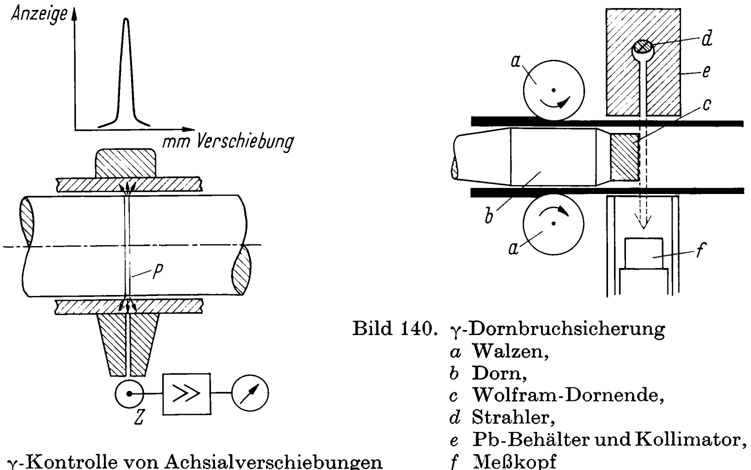


Bild 139. γ-Kontrolle von Achsialverschiebungen
P Co-60-Draht in Achsnute
Z Strahlendetektor

Bild 140. γ-Dornbruchsicherung
a Walzen,
b Dorn,
c Wolfram-Dornende,
d Strahler,
e Pb-Behälter und Kollimator,
f Meßkopf

Hervorzuheben ist lediglich bei jeder Arbeit mit offenen Präparaten, daß der Anwendungszeit (Zeit zwischen Applikation und Messung) etwa die Halbwertszeit des Strahlers entsprechen sollte. Vor jeder Verwendung offener Strahler sind Überlegungen und Berechnungen über den radioaktiven Abfall anzustellen. Aus dem allgemeinen Zerfallsgesetz folgt, daß die Aktivität des Strahlers nach 10 Halbwertszeiten auf etwa 10^{-3} der Ausgangsaktivität abgesunken ist.

10. Kernreaktoren

Unter Kernreaktoren oder Atommeilern, Pilen (hier kurz *Reaktoren* genannt) versteht man Anlagen, in denen die Energie, die bei der Kernspaltung frei wird, langsam und beliebig geregelt verfügbar gemacht wird.
Ihre Hauptanwendungszwecke sind:
1. Nutzbarmachung der Kernenergie für die Energiewirtschaft. Dies geschieht im allgemeinen auf dem Wege über die Wärmeenergie.
2. Nutzbarmachung der Kernenergie für kerntechnische Zwecke selbst, z. B. zur Erzeugung neuen spaltbaren Materials, wie Plutonium, oder anderer radioaktiver Nuklide, zur Prüfung des Verhaltens der verschiedenen Werkstoffe in starkem Neutronenfluß und anderer Kernforschungsaufgaben.

10.1. Uran

Wichtigster Ausgangsstoff für die Gewinnung der Kernenergie in Reaktoren ist das Uran. Es ist daher zu einem der kostbarsten Rohstoffe geworden. Die größten bekannten Uranlagerstätten befinden sich in Zentralafrika (Katanga-Kongogebiet), in Nordkanada (am Großen Bärensee), in der UdSSR und den USA.
Die bekanntesten Uranerze sind die Uranpechblende (U_3O_8), ein schwarzes pechartig glänzendes Mineral mit einem Urangehalt zwischen 30 und 80%, und das Carnotit, das gelbliche kristalline Körnchen von Kaliumuranylvanadat bildet mit einem Urangehalt von etwa 50%. Reines natürliches Uran ist ein silberweißes schweres Metall, das ziemlich leicht korrodiert. Sein Schmelzpunkt liegt bei 1132° C. Die Dichte ist 19,05 g · cm^{-3}. Sie, wie auch andere physikalische Eigenschaften, ändern sich jedoch bei 660° und 770° C sprunghaft. Uranmetall nimmt entsprechend diesen Temperaturgrenzen drei Modifikationen an. Diese verschiedenen Modifikationen erschweren die technologische Verwendung von Uranmetall beträchtlich. Für kerntechnische Zwecke kommen jedoch auch Uranverbindungen, wie Uranoxyd, Urankarbid usf. in Betracht. Dabei ist jedoch zu prüfen, ob das Verhalten der anderen Elemente gegenüber Neutronen nicht stört. Chemisch ist Uran 2-, 4- und 6-wertig. Im natürlichen Vorkommen besteht es zu 99,274% aus U-238, zu 0,720% aus U-235 und zu 0,006% aus U-234. Die einzelnen Uranisotope verhalten sich Neutronenstrahlen gegenüber sehr verschieden. Von den natürlich vorkommenden Nukliden ist U-235 das einzige, das durch thermische Neutronen spaltbar ist. Von den künstlich, d. h. durch Kernumwandlungen erzeugten Nukliden kommen hierfür noch U-233 und Pu-239 in Betracht. Man ist aber auch hier zunächst auf U-235 angewiesen, das nur zu 0,7% im natürlichen Uran vorhanden ist.

10.2. U-235-Abtrennung

Besondere Schwierigkeit bereitet die *Isotopentrennung* bei Uran, da die relativen Massenunterschiede der einzelnen Nuklide nur sehr gering sind. Entsprechend der grundsätzlich gleichen chemischen Eigenschaften der Isotope kann man hier keine chemischen Trennverfahren verwenden. Meist wird hier zur Isotopentrennung das Uran zunächst in die gasförmige Verbindung Uranhexafluorid (UF_6) überführt. In kleinen Schritten ist es möglich, in diesem Gas den Anteil der Moleküle mit dem etwas leichteren U-235 anzureichern. Die bekannteste Methode dafür beruht auf Diffusionserscheinungen. So diffundieren die etwas leichteren

Moleküle ein wenig schneller durch poröse Trennwände. Der Wirkungsgrad ist außerordentlich gering, so daß dieses Verfahren sehr viele Male hintereinander angewendet werden muß. Ein anderes Verfahren beruht darauf, daß in eine durch Erwärmung aufsteigende Gassäule leichtere Gasmoleküle aus dem umgebenden Gasvolumen hineindiffundieren. Auch magnetische Isotopentrenner werden angewendet, bei denen beschleunigte Gasionen durch ein starkes Magnetfeld geschickt werden und dort je nach ihrer Masse verschieden abgelenkt werden. Dieses Verfahren gibt zwar den höchsten Reinheitsgrad, ist jedoch zur Gewinnung größerer Mengen im allgemeinen zu unwirtschaftlich. Auch Gaszentrifugen werden zur Isotopentrennung des Urans herangezogen. Welche Methode von diesen oder anderen aber auch gewählt wird, immer ist bisher die Abtrennung des U-235 teurer als die Gewinnung des natürlichen Urans. (Drei amerikanische Urantrennanlagen sollen achtmal soviel gekostet haben, wie seinerzeit der Bau des Panamakanals!) – Man begnügt sich daher für Reaktoren meist mit einer *Anreicherung* von einigen Prozent, bis etwa 20% U-235. Die erforderliche sogenannte „kritische Menge" (vgl. 4.5.2. und 10.7.) hängt natürlich von dem jeweiligen Anreicherungsgrad sehr stark ab und reicht von einigen Tonnen bis zu etwa 50 kg bei reinem U-235. Diese letztere Menge wird noch weiter verringert, wenn sich um das Uran ein sogenannter Neutronenreflektor befindet (vgl. 10.11.).
Die Verfahren der Isotopentrennung sind je nach den Nukliden, um die es sich handelt, sehr verschieden. So ist es z. B. ein großer Unterschied, ob Deuterium, der schwere Wasserstoff, abzutrennen ist (dessen Massenzahl doppelt so groß wie die des leichten Wasserstoffs ist), oder ob U-235 von U-238 zu trennen ist.

10.3. Das schwere Wasser

Da man den schweren Wasserstoff gewöhnlich in der Verbindung D_2O als *schweres Wasser* benötigt, ist es naheliegend, dieses aus dem natürlichen Wasser durch Anreicherungsverfahren abzutrennen. Das schwere Wasser kommt im natürlichen Wasser zu 0,015% vor, d. h. 1 kg Wasser enthält 0,15 g D_2O. Das schwere Wasser hat seine größte Dichte von 1,1071 g · cm^{-3} bei 11,6° C. Sein Gefrierpunkt liegt bei 3,82° C und sein Siedepunkt bei 101,42° C.
Bei der *Elektrolyse* des Wassers reichert sich in der Restflüssigkeit D_2O an. Man kann auf diese Weise mit 1000 kWh aus 100 kg natürlichem Wasser 1 g schweres Wasser von 98% Reinheit gewinnen. Auch der höhere Siedepunkt erlaubt die Gewinnung von D_2O durch vorsichtige *fraktionierte Destillation.* Diese Methode ist etwas kostspieliger, führt aber zu 99,8% Reinheit.
Schließlich kann man schweres Wasser mit ausreichender Ausbeute im Großverfahren anreichern, indem man es durch kalte (30° C) und heiße (130° C) Austauschkolonnen im Kreislauf führt, wenn man ihm entgegengesetzt durch diese Kolonnen Schwefelwasserstoff pumpt:

$$HDS + H_2O \rightleftarrows H_2S + HDO$$ *(Schwefelwasserstoff-Verfahren).*

10.4. Reaktor-Brennstoffe

Im allgemeinen lassen sich folgende „Brennstoffe" zur Gewinnung der Kernenergie verwenden:
1. Natürliches Uran (0,7% U-235),
2. Angereichertes Uran (2% bis 90%, häufig: 20% U-235),
3. Reines U-235-Uran.

Dazu kommen noch:
4. Plutonium Pu-239,
5. Uran U-233,
6. Mischungen eines spaltbaren Nuklids mit natürlichem Uran,
7. Mischungen eines spaltbaren Nuklids mit Thorium.

Der Brennstoff kann als reines Element, bzw. Mischung der betreffenden Elemente gebraucht werden, aber auch in Form einer chemischen Verbindung, wie z. B. als Oxyd (UO_2, U_3O_8). Er braucht auch nicht in fester Form vorzuliegen. Auch flüssige oder gasförmige Verbindungen lassen sich grundsätzlich zur Energiegewinnung durch Kernspaltung heranziehen.

Als wichtigste Kernbrennstoffe sind natürliches und angereichertes Uran anzusehen. Darin befinden sich die thermisch spaltbaren U-235-Kerne verteilt zwischen U-238-Kernen. Es interessiert also das Verhalten besonders dieser beiden Uranisotope gegenüber der Neutronenstrahlung.

10.5. Neutronenreaktionen von U-238

Werden U-238-Kerne von Neutronenstrahlung getroffen, so kann man dreierlei Reaktionen beobachten:

1. Der U-238-Kern kann gespalten werden. Das tritt jedoch nur bei hohen Neutronenenergien (über 1,5 MeV) ein und auch da nur verhältnismäßig selten bei etwa 10% der erfolgenden Zusammenstöße, so daß sich daraus keine Kettenreaktion (vgl. S. 49) entwickeln kann.
2. Das Neutron wird am U-238-Kern elastisch reflektiert und damit moderiert. Als thermisches Neutron ist es dann für U-238-Kerne wirkungslos.
3. Bei ganz bestimmten Resonanz-Energien zwischen 8 und 100 eV wird das Neutron von einem U-238-Kern mit großem Einfangquerschnitt von 1000 barn und mehr aufgenommen. Es bildet sich ein β-strahlendes Isotop $^{239}_{92}U$, aus dem nach dem Fajansschen Verschiebungssatz Neptunium $^{239}_{93}Np$ wird. Da auch dieser Kern ein β-Strahler ist, entsteht daraus schließlich Plutonium $^{239}_{94}Pu$, das ein Alpha-Strahler mit recht großer Halbwertszeit ($T_H = 2{,}4 \cdot 10^4$ a) ist.

10.6. Neutronenreaktion von U-235

Der U-235-Kern wird von schnellen und langsamen Neutronen gespalten, besonders stark tritt jedoch die Spaltung dieses Kernes durch *thermische* Neutronen auf. Bei der Spaltung durch schnelle Neutronen oder andere energiereiche Teilchen sind die Spaltprodukte annähernd gleich groß. Bei der viel häufigeren Spaltung durch thermische Neutronen entstehen Spaltprodukte, deren Massenzahlen sich etwa wie 3:2 verhalten. Es entsteht dann also ein schwererer Teilkern mit einer Massenzahl um 140 und ein leichterer mit einer Massenzahl um 95. Außerdem werden bei jeder Spaltung zwei bis drei energiereiche Neutronen abgestrahlt. Die dabei frei werdenden Energiebeträge wurden in den Abschnitten über Kernspaltung (vgl. 4.5.) und die Kernbindungsenergie (vgl. 4.9., Bild 31) geschildert. Es sind je Spaltung um 200 MeV, die etwa aus folgenden Anteilen bestehen:

Bewegungsenergie der Spaltprodukte	166 MeV
Bewegungsenergie der Neutronen	5 MeV
γ-Strahlung bei der Spaltung	5 MeV
β- und γ-Strahlung der Spaltprodukte	13 MeV
Neutrino-Strahlung der Spaltprodukte	11 MeV

10.7. Neutronenvermehrungsfaktor

Wenn man dafür sorgt, daß die bei der U-235-Spaltung frei werdenden Neutronen nach Abbremsung stets auf weitere U-235-Kerne treffen, entsteht eine *Kettenreaktion* der Kernspaltungen. Es wurde an früherer Stelle dargelegt, daß hierzu eine Mindestmenge spaltbaren Materials, die sogenannte *kritische Menge* erforderlich ist (vgl. 4.5.2.). Stets werden aus einer Menge spaltbaren Materials Neutronen nach außen gestrahlt, die für weitere Kernspaltungen verloren gehen. Eine Kettenreaktion bleibt jedoch erhalten, wenn von den bei einer Spaltung entstehenden zwei bis drei Neutronen mindestens ein Neutron wieder eine Spaltung hervorruft. Die Zahl der für die weitere Spaltung zur Verfügung stehenden Neutronen einer Spaltung ist somit der sogenannte *Neutronenvermehrungsfaktor* oder auch *Multiplikationsfaktor* k. Ist k größer als eins, so nimmt die Zahl der Spaltungen schnell zu; ist k gleich eins, so erhält sich die Neutronenmenge und die Spaltung nimmt ihren Fortgang. Wenn jedoch k kleiner ist als eins, muß die Kettenreaktion zum Erlöschen kommen. *Kritisch ist also gerade der Fall* $k = 1$, damit eine Kettenreaktion bestehen bleibt. Daher nennt man die Situation mit $k > 1$ den *überkritischen Fall*, während bei $k < 1$ ein *unterkritischer Fall* vorliegt.

10.8. Ungesteuerte Kettenreaktion

In unterkritischen Mengen von U-235 können vereinzelt durch stets vorhandene freie Neutronen (vgl. 5.1.) Kernspaltungen auftreten. Da diese sich aber nicht vermehren können, ist die dadurch vorhandene Radioaktivität vernachlässigbar gering. Werden jedoch zwei oder mehr unterkritische Mengen zu einer überkritischen Menge zusammengefügt und überschreitet damit der Multiplikationsfaktor den Wert eins, so vermehren sich die Spaltreaktionen mit nicht mehr beherrschbarer Geschwindigkeit. Das zeigt die folgende sehr grobe Überschlagsrechnung: Nimmt man einen Multiplikationsfaktor $k = 1{,}2$ als konstant an, so erhielte man nach jeder Spaltung 1,2mal mehr Neutronen, die wieder je eine Spaltung und damit eine neue 1,2mal stärkere Neutronengeneration hervorrufen. Die Zahl der Kernspaltungen wird also durch eine geometrische Reihe mit dem Faktor 1,2 dargestellt. In der 500. Generation werden demnach $1{,}2^{500}$ Kerne gespalten. Das sind rund 10^{40} Kerne. Etwa 10^3 Zusammenstöße der gebildeten Neutronen sind erforderlich, um sie von 10^7 m · sec^{-1} auf die thermische Geschwindigkeit 10^3 m · sec^{-1} abzubremsen. Bei einer mittleren Geschwindigkeit von 10^5 m · sec^{-1} und einer mittleren freien Weglänge von 10^{-1} m würden 10^{-3} Sekunden für eine Neutronengeneration benötigt. Die genannten 500 Generationen brauchten also danach eine halbe Sekunde. Da jedoch auch schnelle Neutronen an den Spaltungen beteiligt sind, ist die tatsächlich für die Spaltung von 10^{40} Kernen erforderliche Zeit um Zehnerpotenzen kürzer. 1 kg Uran hat nun etwa $2{,}5 \cdot 10^{24}$ Kerne. Es würde also in noch kürzerer Zeit völlig zerspalten werden. Die dabei frei werdende Energie hat die zerstörende Wirkung von 2 Millionen Kilogramm Trinitrotoluol (TNT), abgesehen von der gleichzeitig auftretenden vernichtend intensiven Strahlenwirkung. Damit sei gekennzeichnet, welche Energien praktisch momentan auftreten, wenn es durch einen Multiplikationsfaktor von 1,2 (der also nicht sehr viel über dem kritischen Wert 1 liegt) zu einer unkontrollierbaren Kettenreaktion kommt.

10.9. Steuerungsmöglichkeit der Spaltungs-Kettenreaktion

Erst, wenn eine Kettenreaktion gesteuert wird, also die Neutronenvermehrung willkürlich geändert werden kann, kann man die hier frei werdende Energie für Nutzanwendungen wirklich beherrschen. Diese *Steuerung* des Ablaufs einer solchen Spaltungskettenreaktion ergibt sich *aus dreierlei Gründen:*

a) Einige Stoffe, wie z. B. Kadmium und Bor haben für langsame Neutronen (die für den Fortgang der Kettenreaktion hauptsächlich in Betracht kommen) extrem große Einfangquerschnitte. Durch Einbringen derartiger *Neutronenabsorber*, z. B. in Form von kadmium- oder borhaltigen Stäben in den Moderationsraum lassen sich also Neutronen auffangen. Dadurch läßt sich die Vermehrungszahl soweit senken, daß die Reaktion nicht nur schwächer wird, sondern auch zum Stillstand kommt.

b) Etwa 0,7% der bei der U-235-Spaltung entstehenden Neutronen sind *verzögerte Neutronen*. Sie treten nicht sofort bei der Spaltung auf, sondern erst beim weiteren Zerfall der Spaltprodukte durchschnittlich um 10 bis 20 Sekunden (maximal etwa 90 Sekunden) verzögert. Diese Zeit ist ausreichend, um durch Veränderung der Absorbereintauchtiefen den Multiplikationsfaktor zu beeinflussen. Hierzu ist jedoch erforderlich, daß die Menge des zur Reaktion kommenden spaltbaren Materials nur so wenig über der kritischen Menge liegt, daß die Neutronenvermehrung innerhalb dieser 0,7% liegt ($k < 1{,}007$), d. h. daß der überkritische Zustand durch die verzögerten Neutronen bewirkt wird.

c) Bei zunehmender Temperatur (z. B. infolge stärkerer Reaktion) erweitern sich die Bereiche des Resonanzeinfanges verschiedener Stoffe für langsame Neutronen, sei es, daß es sich um Absorber handelt oder auch um sonst nur moderierend wirkendes Material. Dadurch wird bei steigender Temperatur der Multiplikationsfaktor kleiner: Man hat einen *negativen Temperaturkoeffizienten*. Dieser kann jedoch nur wirksam werden, wenn es sich in der Hauptsache um Spaltungen mit thermischen Neutronen handelt.

10.10. Reaktortypen nach Neutronenenergien

Je nach Art der zur Spaltung benutzten Neutronen unterscheidet man drei Reaktor-Typen:

a) *Der langsame (thermische) Reaktortyp* benötigt zur Spaltung Neutronen mit Energien unter 0,1 eV. Er kann für natürliches Uran, für angereichertes Uran, aber auch für reine Spaltstoffe gebaut werden. Bei natürlichem Uran ist die Minimalmenge sehr groß: Es werden mehr als 2200 kg benötigt. Der langsame Reaktortyp braucht in jedem Fall einen guten Moderator. Er ist leicht und sicher zu regulieren. Verändert („verbrannt") werden nur die Kerne der reinen Spaltstoffe U-235, bzw. Pu-239 oder U-233.

b) *Der mittelschnelle (epithermische) Reaktortyp* verwendet Neutronenenergien zwischen 0,025 eV und 1000 eV. Er arbeitet mit angereichertem Uran oder auch den reinen Spaltstoffen. Es wird weniger Moderatormaterial benötigt. Der mittelschnelle Reaktor ist auch leicht und sicher zu regeln. „Verbrannt" werden nur die Kerne von U-235, bzw. Pu-239 oder U-233.

c) *Der schnelle Reaktortyp* mit Neutronenenergien über 0,1 MeV benötigt stark angereichertes Uran oder reines U-235, bzw. Pu-239 oder U-233. Bei zu 90% angereichertem Uran beträgt die Minimalmenge etwa 52 kg. Ein Moderator wird

nicht benötigt. Die Regulierung ist hier schwieriger. Als Material für Regulierstangen nimmt man lithiumhaltige Stoffe. Man unterstützt deren Wirkung jedoch dadurch, daß man z. B. Brennstoffstäbe aus der Spaltzone herauszieht. Auch U-238-Kerne werden hier gespalten. Durch den fehlenden Moderator läßt sich ein schneller Reaktor verhältnismäßig klein ausführen, benötigt dabei jedoch intensive Kühlung z. B. durch flüssiges Natrium oder Quecksilber, da Wasser moderierend wirken würde.

10.11. Grundsätzlicher Aufbau eines thermischen Kernreaktors

Der Kernbrennstoff bildet zusammen mit dem Moderator zum Abbremsen der schnellen Neutronen das sogenannte *Herz* oder *core* des Reaktors. Je nachdem, ob im Reaktorcore das Spaltmaterial und der Moderator getrennte Einzelteile sind oder sie miteinander gemischt eine homogene (feste oder flüssige) Masse bilden, unterscheidet man *heterogene und homogene Reaktoren.* In diesem Core, der „Spaltzone", befinden sich außerdem gewöhnlich auch die Reguliereinheiten (Steuerstäbe) zum Einfangen der überschüssigen Neutronen. Um das Core ordnet man einen Neutronen-*Reflektor* an. Das ist eine Schicht aus Moderatormaterial,

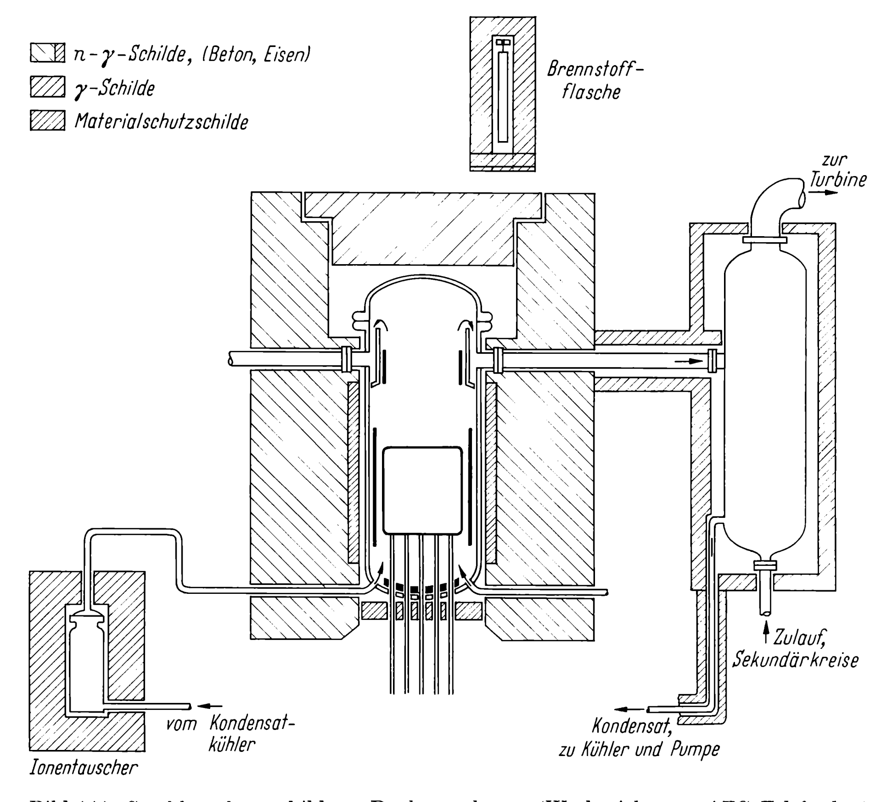


Bild 141. Strahlenschutzschilde an Reaktoranlagen. (Werkzeichnung *AEG-Telefunken*)

manchen Fällen kann der Moderator zugleich als Kühlmittel fungieren. Nach außen werden diese Teile dann noch mit einem *Strahlenschutzmantel* umgeben, wobei sowohl gegenüber γ-Strahlung, wie gegenüber Neutronenstrahlung ein entsprechender Schutz vorgesehen werden muß. Leistungsreaktoren benötigen innerhalb dieses Strahlenschutzschildes oft auch einen gesonderten Wärmeschutzschild.
In der Nähe des Reaktorcores sind die verschiedenen Meßfühler angebracht zur Feststellung der für die Steuerung des Reaktors erforderlichen Werte. Da Reaktoren nur einen kleinen Neutronenvermehrungsfaktor haben (vgl. 10.9.), verwendet man zum Anfahren eines Reaktors gewöhnlich eine zu diesem Zweck an das Core herangebrachte fremde Neutronenquelle.
Um das Austreten radioaktiver Gase als Folge eines etwaigen Unfalls zu verhindern, wird der gesamte Reaktor mit seinem direkten Zubehör in ein gasdichtes Druckgehäuse (Containment) gesetzt, in dem gegenüber der Außenluft ein gewisser Unterdruck herrscht. Dieses Druckgehäuse kann deshalb nur durch Luftschleusen betreten werden.

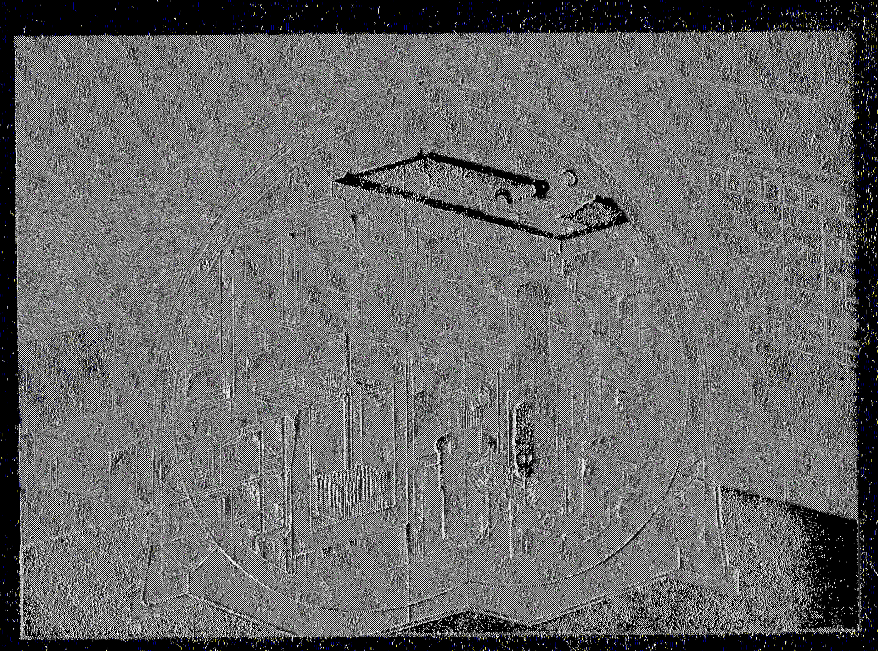


Bild 142. Kernkraftwerk Obrigheim, Reaktorgebäude. (Werkzeichnung *Siemens*).

10.12. Regulierstäbe

Die Regulierstäbe zum Einfang der überschüssigen Neutronen bestehen bei niedrigen Arbeitstemperaturen meist aus Kadmium, sonst aus borhaltigem Material, wie Borstahl oder Borkarbid. (Werden schnelle Neutronen zur Spaltung verwendet, so nimmt man lithiumhaltiges Material.) Man unterscheidet je nach ihrer besonderen Aufgabe drei verschiedene Arten von Reguliereinheiten:

a) Die *Regulierstangen zur Steuerung* des Neutronenflusses und damit *der Wärmeleistung* des Reaktors. Für höhere Leistungen müssen diese Stäbe weiter aus dem Reaktorherz herausgezogen werden.

b) Die *Trimmstäbe* zur Kompensation der „Vergiftung". Die während des Reaktorbetriebes entstehenden Zwischenprodukte, wie Xenon, Samarium, Strontium haben z. T. hohe Einfangquerschnitte für Neutronen. Bei größerem Anfall dieser Neutronenfänger sinkt daher der Neutronenfluß soweit, daß der Reaktor unterkritisch wird. Man spricht hier von Vergiftung des Reaktors, speziell von der „*Xenonvergiftung*". Um diese Vergiftung zu kompensieren, werden die Trimmstäbe entsprechend aus der Spaltzone herausgezogen. Bei Neuanlaufen eines zum Stillstand gekommenen Reaktors ist der Grad der Vergiftung zu prüfen, da diese Reaktorgifte lediglich Zwischenprodukte sind, die weiter zerfallen. Nach Abklingen der Vergiftung müssen die Kompensations- oder Trimmstangen ganz in das Core eingefahren sein.

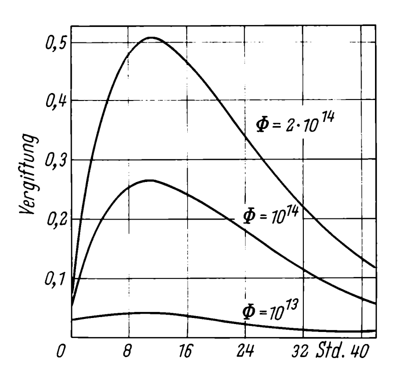


Bild 143. Vergiftung durch Xenon nach Abschalten eines Reaktors. (Werkzeichnung *AEG-Telefunken*)

c) Die *Havariestangen*. Dabei handelt es sich um Stangen, die bei Überschreiten bestimmter Betriebswerte (Temperatur, Druck, Neutronenfluß u. ä.) oder Ausfall betriebswichtiger Teile automatisch in die aktive Zone eingeschossen werden und die Kettenreaktion sofort unterbrechen, d. h. einen Schnellschluß (scram) erzeugen.

So wie die Havariestangen können auch die anderen Regulierstäbe mit den betreffenden Meßinstrumenten gekoppelt automatisch bewegt werden.

10.13. Neutronenfluß-Abflachung

Der Neutronenfluß im Reaktor muß nach seinem Anteil an schnellen und abgebremsten Neutronen unterschieden werden. Man spricht daher vom „*schnellen Fluß*" und vom „*thermischen Fluß*". Im allgemeinen ist der Neutronenfluß im Core in der Mitte des Spaltmaterials am höchsten und nimmt nach außen zu ab.

Dadurch entsteht ein ungleichmäßiger Verbrauch des Kernbrennstoffes. Bei Leistungsreaktoren kann in der Mitte ein übermäßig hoher Neutronenfluß entstehen. Man erhält für den Neutronenfluß also eine nach oben gewölbte Kurve, die lediglich in den Randzonen des Cores unter dem Einfluß des Neutronenreflektors weniger stark abfällt. Um diese Flußwölbung, die sowohl vom Material, wie auch von der geometrischen Form abhängt, abzuflachen, kann man z. B. an Stellen des hohen Flusses Absorbermaterial einbringen oder aber in den Randzonen des Cores höher angereichertes Spaltmaterial unterbringen. Auch durch geeignete Anordnung der Brennstoffelemente und der Steuerstäbe, sowie durch die Ausmaße und Anordnung des Reflektors läßt sich die Flußwölbung abändern. Hat man infolge zu starken Neutronenflusses in der Mitte des Cores dort einen höheren Verbrauch (Abbrand) des Spaltmaterials, so tauscht man Brennstoffstäbe aus der Mitte mit solchen aus den Randzonen des Cores aus.

10.14. Moderatoren

Bei Verwendung von Natururan ist das spaltbare U-235 nur dünn verteilt, so daß einerseits die kritische Menge groß ist, andererseits aber auch jede unnötige Neutronenabsorption vermieden werden muß. Aus diesem Grunde wird hier als Moderator Graphit oder schweres Wasser (D_2O) verwendet. Beryllium wäre als Moderator bei der Größe des Reaktors zu kostspielig. Leichtes Wasser (H_2O) kann hier weder als Moderator, noch als Kühlmittel verwendet werden, da es einen zu großen Einfangquerschnitt für Neutronen hat. Beim graphitmoderierten Natururanreaktor, der meist mit Gaskühlung arbeitet, kommt man zu recht großen Ausmaßen. Man benötigt etwa 500 t Graphit, so daß ein Würfel von annähernd 10 m Kantenlänge entsteht. Reaktoren, die angereichertes Uran benutzen, können jedoch leichtes Wasser als Moderator, sowie als Kühlmittel verwenden, da hier der Neutroneneinfang des Wassers durch die günstigere Neutronenbilanz aufgewogen wird. Reaktoren, in denen keine hohe Wärmeleistung erzielt wird, erlauben auch wasserstoffhaltige Kunststoffe (Polyäthylen u. ä.) als Moderator zu verwenden.

10.15. Moderation

Schnelle Neutronen, die durch Zusammenstöße mit Kernen eines Moderators abgebremst werden, verlieren bei dieser Moderation ihre Richtung und verhalten sich in dem Moderator wie ein diffundierendes Gas. Verfolgt man die Energieabnahme eines Neutrons, so besteht diese also – je nach Art der Stöße – aus einzelnen verschieden großen Schritten. Die Funktion der Energieabnahme mit der Zeit stellt also eine abfallende Treppenlinie mit unterschiedlichen Stufen dar. Zur einfacheren Erfassung kann man sie durch nur zwei solche Stufen ersetzen *(„Zwei-Gruppen-Theorie")*. Will man jedoch auch Aussagen machen können über die Änderung der Steigung der Moderationsfunktion, so ersetzt man sie besser durch eine kontinuierlich fallende Kurve (sogenannte *„Alterstheorie"*), Bild 144.

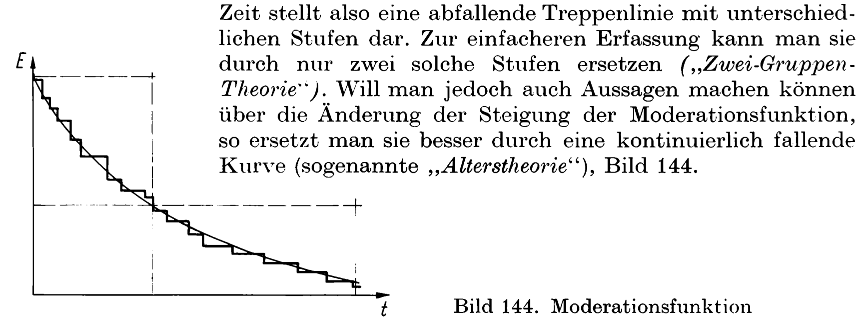


Bild 144. Moderationsfunktion

Es ist verständlich, daß schwerere Moderatoren, bei denen die Moderation in vielen kleinen Stufen vor sich geht, von der Alterstheorie besser erfaßt werden. Die Abbremszeit für die Moderation auf thermische Energie beträgt in Wasser etwa 3 bis 4 μsec, in Graphit 150 μsec! Die Strecke, die das Neutron dabei zurücklegt, heißt die *Bremslänge.* Wenn es sich um eine Moderation auf eine beliebig vorgegebene Energie E (oberhalb der thermischen Energie) handelt, so ist die Strecke, die zur Abbremsung benötigt wird, eine Funktion dieser Energie. Man nennt das Quadrat dieser Funktion das sogenannte „*Fermialter*" der Neutronen. Das Fermialter ist also keine Zeit, sondern hat die Dimension einer Fläche und die Maßeinheit cm². Für den Betrieb eines Reaktors ist es eine wichtige Größe.

10.16. Neutronentemperatur

Werden Neutronen moderiert, so ändert sich das Energiespektrum. Bei Moderation bis auf thermische Energie sagt man, daß die Neutronen, die man als diffuses Gas im Moderator auffaßt, die gleiche Temperatur haben wie der Moderator. Dieser Zustand gilt jedoch nur angenähert. Einerseits werden gewöhnlich stets schnellere Neutronen nachgeliefert, andererseits werden nach dem $1/v$-Gesetz des Absorptionsquerschnittes (vgl. 7.2.) langsame Neutronen mit größerer Wahrscheinlichkeit absorbiert als die schnelleren. Daher müßte die effektive *Neutronentemperatur* etwas höher liegen als die Moderatortemperatur. Tatsächlich bewirkt jedoch die größere Diffusionslänge der schnelleren Neutronen auch ein schnelleres Auswandern, so daß häufig ein gegenteiliger Effekt eintritt.

Weil der Spaltquerschnitt der Kernbrennstoffe nun sehr stark von der Energie der Neutronen abhängt, ist die Bestimmung der Neutronentemperatur von besonderer Bedeutung. Sie erfordert aber ein nicht sehr einfaches spektrometrisches Verfahren, wenn die Bestimmung der Neutronentemperatur hinreichend genau durchgeführt werden soll. Angenähert läßt sie sich auch durch verschiedene Aktivierungs- und Absorptionsversuche bestimmen.

10.17. Reaktivität

Die Abweichung eines Reaktors vom kritischen Zustand $k = 1$ (vgl. 10.7.) gibt die *Reaktivität*

$$\delta k = k - 1 \tag{74}$$

an. Sie wird auch als relative Größe angegeben:

$$\delta = \frac{k-1}{k} \tag{75}$$

$k > 1$ entspricht $\varrho > 0$ und bedeutet das Ansteigen des Neutronenflusses im Reaktor. Die Geschwindigkeit dieses Ansteigens ist von großer Bedeutung. Man nennt die Zeit, die für das Anwachsen des Neutronenflusses auf seinen e-fachen Wert benötigt wird, die jeweilige *Reaktorzeitkonstante* oder die *Reaktorperiode* T_e.
Ist die Periode unendlich, so ist die Reaktivität Null und der Reaktor hat einen bestimmt eingepegelten Leistungsstand. Das Eigentümliche der meisten Reaktoren ist, daß ein solcher stationärer Zustand bei den verschiedenartigsten Leistungen erreicht werden kann, die sich um viele Zehnerpotenzen unterscheiden können und beliebig vorgegeben werden können.

Ist die Reaktorperiode eine Stunde, so nennt man die zugehörige Reaktivität des Reaktors die „*reziproke Stunde*" (inverse hour oder kurz: *inhour*). Mit einer sogenannten „*Inhour-Gleichung*" bezieht man eine beliebige Reaktivität auf die reziproke Stunde.
Außer der Reaktorperiode T_e bestimmt man auch die *Verdopplungszeit* T_2, in der der Neutronenfluß auf seinen zweifachen Wert steigt. Es gilt die Beziehung (ähnlich wie in 2.3.1.)

$$\boldsymbol{T_2 = 0{,}693 \cdot T_e}\,. \tag{76}$$

Für die Beherrschung der Reaktivität ist es von besonderer Wichtigkeit, den Einfluß der verzögerten Neutronen auf die Reaktivität von dem der prompten Neutronen zu trennen. Man bezeichnet daher diejenige Reaktivität, die nur von den *verzögerten* Neutronen bewirkt wird, mit *1 dollar* (1 \$ = 100 cents). Wie in den Abschnitten 4.5.1. und 10.9. mitgeteilt, beträgt bei der U-235-Spaltung der Anteil der verzögerten Neutronen etwa 0,7%. Daher ist dort eine Reaktivität von 0,007 = 1 \$. Sind es nicht mehr verzögerte Neutronen, sondern nur die prompten Neutronen, die den kritischen Zustand eines Reaktors herbeiführen, so hört die Möglichkeit der Regelung auf. Es ist der Grenzfall erreicht vor einer unbeherrschbaren Exkursion des Reaktors. In diesem Grenzfall, der nicht eintreten darf, sagt man, der Reaktor sei „*prompt kritisch*".

10.18. Einzelne Reaktortypen

Wegen der verschiedenen „Brennstoffe", der verschiedenen verwendeten Neutronengeschwindigkeiten, der verschiedenen Moderatoren und Kühlmittel und nicht zuletzt wegen der verschiedenen Verwendungszwecke sind die Ausführungsformen der Kernreaktoren außerordentlich vielgestaltig. Im Rahmen dieses Buches ist es daher nur möglich, auf einige Typen hinzuweisen.

10.18.1 *Leistungsreaktoren*

10.18.1.1. Graphit-Reaktor

Der *gasgekühlte graphitmoderierte Natururan-Reaktor* hat in einem Graphitblock von 10 bis 12 m Breite in bestimmten Abständen über 1000 parallele Bohrungen, in die die Brennstoffelemente (z. B. in Form von mit Uranpreßlingen gefüllten Rohren) eingeschoben werden. Die Kühlung erfolgt durch CO_2-Gas, das durch die Bohrungen geblasen wird. Auch für die Regulierstäbe sind Bohrungen im Graphitkörper vorgesehen. Da das Kühlgas unter Druck steht, ist das Core von einem Druckkessel umschlossen.
Der ganze Block wird außerdem mit einem Stahlmantel als Wärmeschild und einem etwa zwei Meter dicken Betonmantel für den Strahlenschutz umgeben. Das durchgepumpte Kühlgas gibt in Wärmeaustauschern seine aufgenommene Energie ab. Hierbei wird Dampf für eine Turbine erzeugt. Dieser Reaktortyp wird nach einem englischen Leistungsreaktor heute meist als *Calder-Hall-Typ* bezeichnet (Bild 145).

10.18.1.2. Druckwasser-Reaktor

Ein weiterer bewährter Typ eines Leistungsreaktors ist der *Druckwasser-Reaktor*. Als Brennstoff wird hierbei angereichertes Uran verwendet, so daß man mit gewöhnlichem (leichtem) Wasser als Moderator und als Kühlmittel auskommt.

Bild 145. Schema eines Reaktors vom Calder-Hall-Typ
a Graphitblock, *b* Druckgefäß, *c* Strahlenschirm, *d* Kühlgas (CO_2), *e* Wärmetauscher (Dampferzeuger), *f* Heißgas (CO_2), *g* Steuerstäbe, *h* Dampf zur Turbine, *k* Kondensatzulauf, *u* Uran-Brennelemente

Bild 146. Schema eines Druckwasser-Reaktors
u Brennelemente *a* Wasser als Moderator und Kühlmittel, *b* Druckkessel, *c* Wasserzufluß, *d* Wärmetauscher, *e* Heißwasser, *f* Steuerstäbe, *h* Dampf zur Turbine, *k* Kondensat

Da die Kühlleistung flüssigen Wassers besser ist als die von Dampf, verhindert man das Sieden durch starken Druck des umlaufenden Wassers von 130 bis 140 at. Die Reaktivität ist temperaturstabilisiert, da beim Auftreten von Dampfbläschen die Moderation schlechter wird und damit die Reaktivität abnimmt. Das Kühlwasser tritt mit etwa 300° C aus dem Reaktor-Core in Wäremaustauscher. Dieser Reaktortyp ist besonders kompakt in seiner Bauform und hat sich daher und wegen seiner Betriebssicherheit auch als Schiffsreaktor bewährt (Bilder 146, 147, 148).

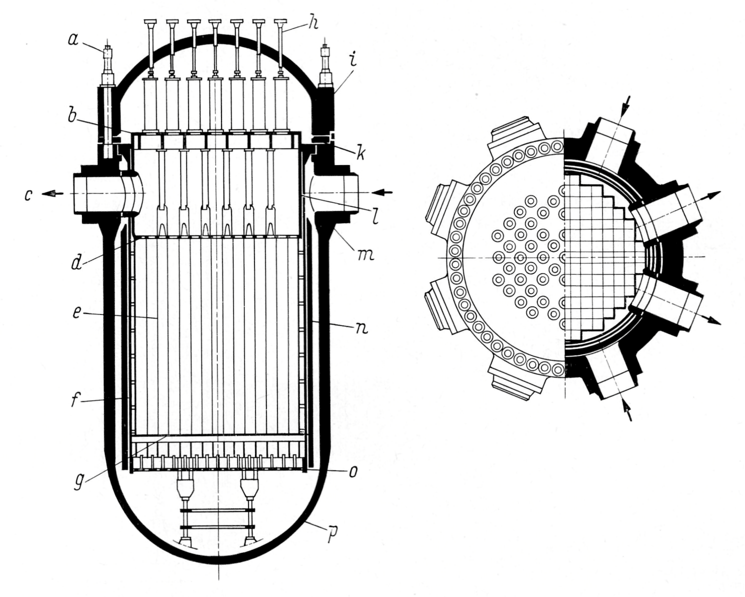


Bild 147. Reaktordruckbehälter. (Werkzeichnung *Siemens*)
a Verschlußschrauben, *b* obere Tragplatte, *c* Austrittsstutzen, *d* obere Gitterplatte, *e* Brennelemente, *f* unteres Kerngerüst, *g* untere Gitterplatte, *h* Stutzen für Regelstabantrieb, *i* Druckbehälterdeckel, *k* Deckel-Zwischenring, *l* oberes Kerngerüst, *m* Eintrittsstutzen, *n* thermischer Schild, *o* untere Tragplatte, *p* Druckbehälter-Unterteil

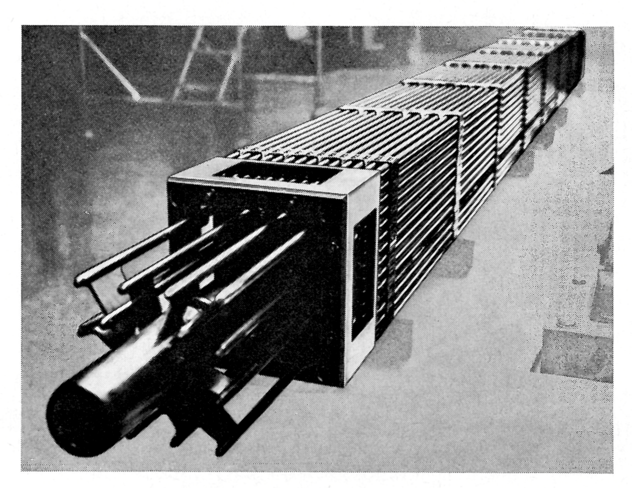


Bild 148. Druckwasser-Reaktor-Brennelement mit Regelstabbündel. (Werkphoto *Siemens*)

10.18.1.3. Siedewasser-Reaktor

Ganz andere Wärmeableitungs- und Moderationsverhältnisse liegen vor, wenn man das Wasser im Reaktorkessel zum Kochen kommen läßt. Man spricht dann vom *Siedewasser-Reaktor*. Der entstandene Dampf sammelt sich im oberen Teil des Druckbehälters und wird von dort entweder über einen Wärmeaustauscher zur Erzeugung von Turbinendampf weitergeleitet, oder aber auch direkt zum Turbinenantrieb verwendet. Da dieser Dampf aus der Spaltzone des Reaktors kommt und leicht radioaktiv ist, ist durch besondere Konstruktion darauf zu achten, daß aus dem Turbinenkreislauf nichts verloren geht. Häufig ist dieser gesamte Kreislauf einschließlich der Turbine in dem drucksicheren Strahlenschutzbehälter, dem Containment, mit untergebracht. (Ein solches Containment umgibt jeden Leistungsreaktor mit seinen Zubehörteilen, wie Wärmetauschern, Brennstoffauswechselmaschine u. dgl.) Es ist aber bereits gelungen, in ortsfesten Anlagen diesen Reaktortyp und seine Turbine so sicher zu bauen, daß letztere außerhalb des Strahlenschutzes stehen kann. Da die sich bildenden Dampfblasen schlechter moderieren als Wasser, ergibt sich hier die Möglichkeit, durch Regelung des Wasserumlaufs die gebildete Dampfmenge und damit die Reaktivität zu beeinflussen (Bilder 149, 150, 151).

Bild 149. Schema eines Siedewasser-Reaktors
a Dampf zur Turbine, *b* Steuerstäbe, *c* Zweigleitung zum Wärmetauscher (weitere Reaktorsteuerung), *d* Brennelemente, *e* Kondensatzufluß

Diese beiden Leichtwasser-Reaktortypen werden voraussichtlich, auch nach weiteren Verbesserungen, wie z. B. Dampfüberhitzern im Reaktorcore u. a., wesentliche Grundtypen unserer Leistungsreaktoren bleiben. Dazu kommen organisch moderierte Reaktoren, Schwerwasserreaktoren und die gasgekühlten Reaktoren.

10.18.2. *Forschungsreaktoren*

Für Forschungsreaktoren ist die entstehende Wärme unerwünscht. Man braucht zwar einen möglichst hohen Neutronenfluß, aber möglichst keine erhöhten Temperaturen. Aus diesen sich widersprechenden Forderungen haben sich bestimmte Reaktortypen entwickelt.

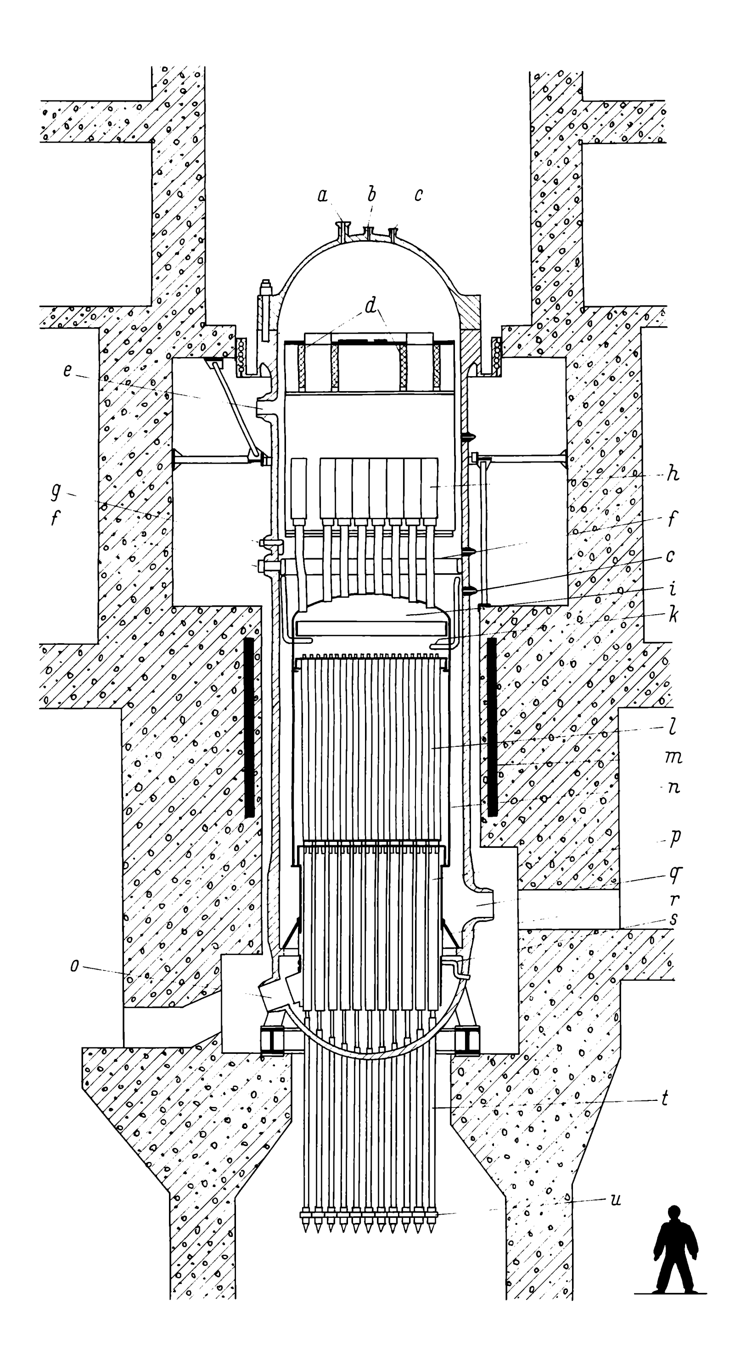

a
b
c
d
e
g
f
h
f
c
i
k
l
m
n
p
q
r
s
o
t
u

Bild 150. Schnitt durch einen Siedewasser-Reaktor. (Werkzeichnung *AEG-Telefunken*)
a Blindstutzen für Instrumentierung
b Entlüftungsstutzen
c Instrumentierungsstutzen
d Dampftrockner
e Dampfaustritt
f Speisewassereintritt
g Stutzen für Kernsprühanlage
h Wasserabscheider
i Kernaustrittsraum
k Verteiler der Kernsprühanlage
l Brennelement
m Schildkühler
n Kernmantel
o Eintritt des Umwälzwassers
p Steuerstabführungsrohr
q Austritt des Umwälzwassers
r Stützkegel für Kernmantel
s Verteiler des Vergiftungssystems
t Steuerstabantriebsdurchführung
u Steuerstabantrieb

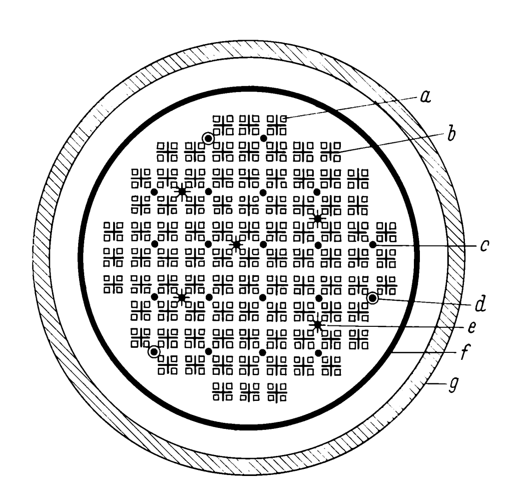


Bild 151. Siedewasser-Reaktor, Querschnitt. (Werkzeichnung *AEG-Telefunken*)
a Brennelement
b Steuerstab
c Kerninnenmessung
d Anfahrkanal
e Neutronenquelle
f Kernmantel
g Druckgefäß

10.18.2.1. Water-boiler-Reaktor

Beim „*Water-Boiler*" herrscht in der Stahlkugel des Reaktorcores ein Unterdruck. Das als Moderator verwendete Wasser erwärmt sich bis auf etwa 80° C. Es kommt dabei nicht zum Kochen, doch entstehen durch radiolytische Zersetzung des Wassers Gasblasen, deren siedeähnliches Geräusch diesem Reaktortyp den Namen gab. Im Innern der Stahlkugel verlaufen Kühlwasserschlangen, die die entstehende Wärme nach außen an Kühler (Wärmetauscher) abführen. Homogene Reaktoren enthalten in Wasser gelöstes Uransalz (z. B. Uranylsulfat) mit zu 20% angereichertem Uran. Die Stahlkugel des Cores hat bei etwa 50 kW Wärmeleistung nur 30 bis 40 cm Durchmesser. Sie wird von einigen parallelen Rohren für die Steuerstäbe durchsetzt. Die Sicherheit eines Water-Boilers wird

auch dadurch bewirkt, daß bei zu starker Erwärmung ein Teil der Reaktorflüssigkeit durch Gasbildung in ein Überlaufgefäß gedrückt wird, wodurch der Reaktor unterkritisch wird (Bild 152).

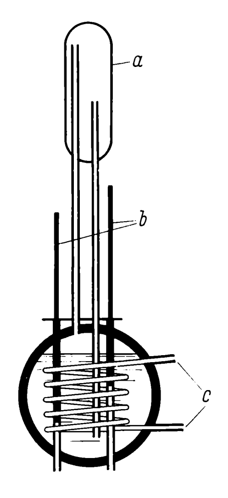


Bild 152. Schema eines Water-boiler-Reaktors
a Überlaufgefäß mit eigenem Kühlsystem (nicht eingezeichnet), *b* Steuerstäbe, *c* Kühlschlange

10.18.2.2. Triga-Reaktor

Auch der *Triga-Reaktor* hat homogene Brennstoff-Moderator-Substanz, jedoch in Form einer festen Legierung aus zu 20% angereichertem Uran mit Zirkonhydrid (ZrH). Diese Legierung (in Gewichtsprozenten 8% U, 91% Zr, 1% H) hat einen eindeutig negativen Temperaturkoeffizienten, so daß bei Temperaturerhöhung die Reaktivität sofort zurückgeht. Der Reaktor wird außerdem mit Borkarbidstäben gesteuert. Das Core ist von einem zylindrischen Graphit- oder Berylliumreflektor umgeben und zur Abschirmung und Kühlung in einen etwa 6 m tiefen Wassertank versenkt. Das besondere am Triga-Reaktor ist, daß wegen des starken negativen Temperaturkoeffizienten durch kurzes Heraus- und wieder Hereinstoßen eines Steuerstabes der Neutronenfluß für einen Sekundenbruchteil auf das etwa tausendfache erhöht werden kann (sogenannter „Pulsbetrieb"). Als Kühlung reicht hier die Konvektion des Wassers aus.

10.18.2.3. Swimming-pool-Reaktor

Auch beim „*Swimming-pool*" oder Schwimmbad-Reaktor ist das Core in einem mehrere Meter tiefen Wassertank versenkt. Hier handelt es sich aber um einen heterogenen Reaktor mit angereichertem Uran in Form von senkrecht stehenden Platten- oder Stabbündeln und reinem Wasser als Moderator, Reflektor und Kühlmittel. Bei dieser Wassertiefe wirkt das Wasser auch als Strahlenschutz, sodaß man während des Reaktorbetriebes in die aktive Zone des Reaktors hineinsehen kann. Man kann dabei auch das Tscherenkow-Leuchten direkt beobachten (vgl. 6.7.). Pumpen saugen das Wasser aus dem Becken durch das Reaktorherz hindurch nach unten hin ab. Das Wasser durchläuft einen Wärmeaustauscher und einen Abklingtank, bevor es wieder oben dicht unter der Oberfläche in das Reaktorbecken zurückkehrt. Durch die Reaktion $^{16}_{8}O$ (n, p) $^{16}_{7}N$ entsteht auch in reinem Wasser eine gewisse Menge radioaktiver Materie. N-16 ist ein β- und γ-Strahler mit einer Halbwertszeit von 7,4 Sekunden. Diese Aktivität ist also bei

Rückkehr des Beckenwassers völlig abgeklungen. Der Swimming-pool-Reaktor hat für Forschungszwecke den besonderen Vorteil, daß man die einzelnen Brennelemente besonders leicht in verschiedener Weise zueinander anordnen kann und deren Stellung, wie auch die der Meßfühler (z.B. Ionisationskammern) während des Betriebes übersehen kann (Bild 153).

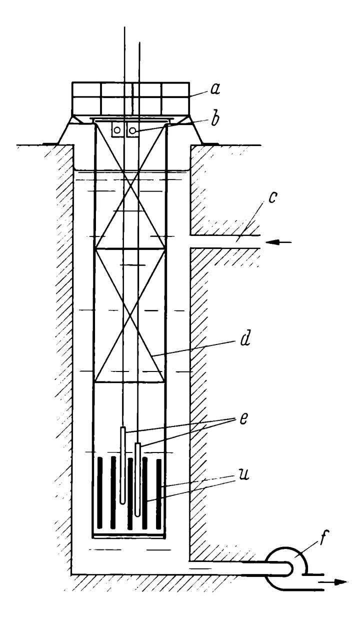


Bild 153. Schema eines Swimming-pool-Reaktors *a* Kontrollbrücke, *b* Antrieb der Steuerstäbe, *c* Wasserzufluß, *d* Traggestell, *e* Steuerstäbe, *f* Absaugpumpe, *u* Brennelemente

10.18.2.4. SUR-Reaktor

Handelt es sich nur um Untersuchungen über das Reaktorverhalten, über die Beeinflussung der Reaktivität, über die Verteilung der Neutronen im Moderator, so kommt man auch mit kleinen Neutronenflußstärken aus. Hier eignet sich ein sogenannter Null-Leistungs-Reaktor für Ausbildungszwecke, wie er im folgenden am Beispiel des *Siemens-Unterricht-Reaktors* SUR geschildert wird.

Es handelt sich um einen organisch moderierten homogenen Feststoff-Reaktor mit U-235-Anreicherung von 20%. Der Brennstoff ist als U_3O_8 im Moderator Polyäthylen suspendiert. Das Brennstoff-Moderator-Core besteht aus einzelnen übereinander geschichteten Platten und bildet einen Zylinder von etwa 24 cm Durchmesser und 26 cm Höhe bei etwa 14 kg Gesamtgewicht. Wesentlich ist, daß das Core aus zwei unterkritischen Teilen besteht, die bei Inbetriebnahme des Reaktors erst durch Anheben des unteren Teiles um 5 cm zusammengebracht werden. Als Reflektor dient eine das Core allseitig umgebende 20 cm starke Graphit-Schicht. Der γ-Strahlenschild wird durch 10 cm Blei und der Neutronenschild durch einen ringförmigen mit borsäurehaltigem Wasser gefüllten Tank gebildet. Die Steuerung geschieht durch zwei Kadmiumplatten, die sich in der Nähe des Cores im Reflektor befinden. Für Untersuchungen stehen mehrere Kanäle zur Verfügung, die in den Bereich des stärkeren Neutronenflusses führen. Ein derartiger Kanal führt direkt durch die Mitte des Cores. Außerdem hat der Reaktor nach oben eine thermische Kolonne aus Graphit anstelle des Borwassers. Hier lassen sich Untersuchungen über die Verteilung der thermischen Neutronen durchführen (Bilder 154, 155).

Die Sicherheit dieses Reaktortyps ist – ähnlich wie beim Triga-Reaktor – hauptsächlich durch seinen guten negativen Temperaturkoeffizienten gegeben, der den Reaktor bei Temperaturen über 45° C unterkritisch macht. Darüber hinaus be-

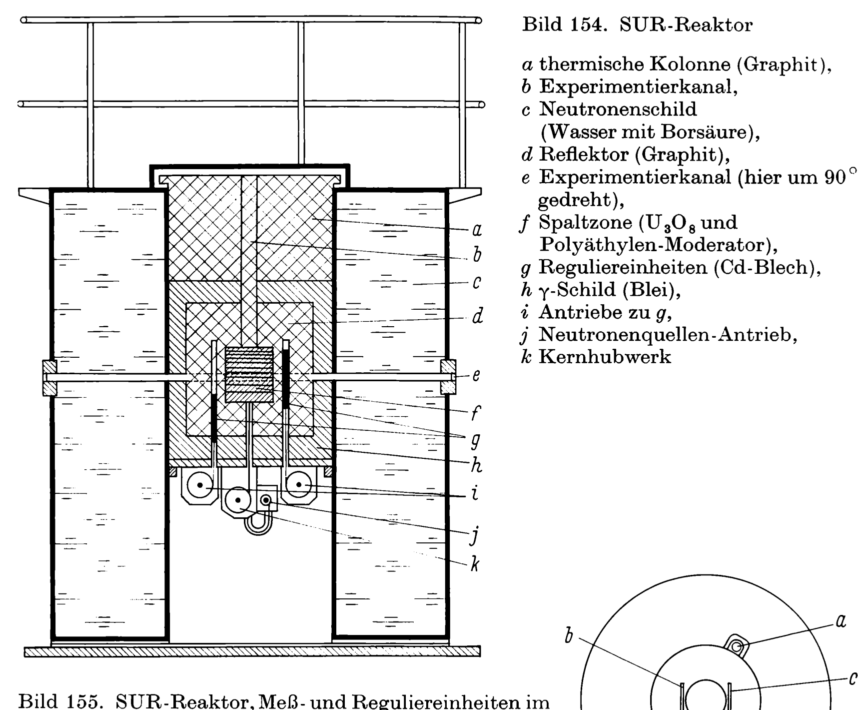


Bild 154. SUR-Reaktor

a thermische Kolonne (Graphit),
b Experimentierkanal,
c Neutronenschild
(Wasser mit Borsäure),
d Reflektor (Graphit),
e Experimentierkanal (hier um 90° gedreht),
f Spaltzone (U_3O_8 und Polyäthylen-Moderator),
g Reguliereinheiten (Cd-Blech),
h γ-Schild (Blei),
i Antriebe zu *g*,
j Neutronenquellen-Antrieb,
k Kernhubwerk

Bild 155. SUR-Reaktor, Meß- und Reguliereinheiten im Horizontalschnitt. (Werkzeichnung *Siemens*)
a Ionisationskammer
b Regelplatte 2
c Regelplatte 1
d 2 BF_3-Zählrohre
e Tür

steht auch hier wie bei Leistungsreaktoren die Möglichkeit eines Schnellschlusses (scram), der sowohl automatisch, wie auch von Hand betätigt werden kann. Hierbei werden nicht nur beide Kadmiumplatten hineingeschossen, sondern auch der Kern momentan in seine unterkritischen Teile getrennt. Da praktisch keine Temperaturerhöhung auftritt, ist auch kein Kühlverfahren nötig. Aus diesem Grunde und wegen der sehr reichlich bemessenen Abdichtung und Strahlenabschirmung kann dieser Reaktor ohne besondere weitere Schutzeinrichtungen, also auch ohne Containment überall aufgestellt werden.

10.19. **Reaktor-Entwicklung**

Wie überall in der Technik, so ist auch das Gebiet des Reaktorbaus in ständiger Entwicklung begriffen. Die älteren Reaktortypen wurden in diesem Zusammenhange hier nicht erwähnt, obwohl auch solche Reaktoren noch in Betrieb sind. Auch die neueren Typen können – solange es sich noch um Prototypen handelt –

nicht Gegenstand dieses Buches sein. Selbstverständlich geht es in der Hauptsache darum, die Anlagekosten und die Wirtschaftlichkeit des Betriebs der Leistungsreaktoren zu verbessern. Obwohl heute noch keine Ansatzpunkte dafür vorhanden sind, könnte man sich als Leistungsreaktor der Zukunft vielleicht einen homogenen Reaktor mit komprimierter gasförmiger Uranverbindung als Brennstoff denken mit anschließender Gasturbine. Der Weg der Reaktorentwicklung ist noch mit einer Unmenge hauptsächlich technologischer Untersuchungen und Erfahrungen angefüllt. Die nächsten Schritte auf diesem Wege sind zur Zeit die Steigerung der Temperaturen durch Gaskühlung und Dampfüberhitzung, nach Möglichkeit auch die Senkung des Anreicherungsgrades oder gar Verwendung von natürlichem Uran. Zur Zeit rechnet man, daß für die Energie von einem Megawatt-Tag (1 MWd = 24000 kWh) ein Gramm reines Spaltmaterial verbraucht wird. Die Brennstoffpreiserhöhung durch die U-235-Anreicherung ist ein Faktor, der wirtschaftlich nicht übersehen werden kann. Dieser Umstand führt nun auch dazu, im Reaktor selbst anderes spaltbares Material durch die starke Neutronenbestrahlung zu erzeugen.

10.20. Brüter und Konverter

Hierfür eignet sich die Tatsache, daß U-238 durch mittelschnelle Neutronen in das spaltbare Pu-239 umgewandelt werden kann. Dieser Prozeß spielt sich in folgenden Stufen ab:

$$^{238}_{92}\mathrm{U} + ^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow ^{239}_{92}\mathrm{U} + \gamma$$

$$^{239}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow[T_\mathrm{H} = 23\ \mathrm{min}]{} ^{239}_{93}\mathrm{Np} + \beta$$

$$^{239}_{93}\mathrm{Np} \xrightarrow[T_\mathrm{H} = 2{,}3\ \mathrm{d}]{} ^{239}_{94}\mathrm{Pu} + \beta$$

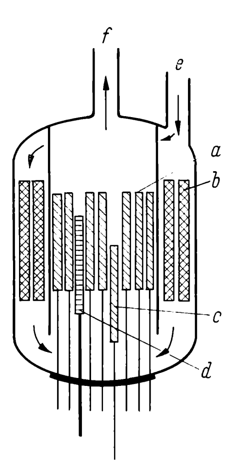


Bild 156. Schema eines schnellen Brüters
a Core, Spaltzone,
b Reflektor, Brutzone,
c Steuerung durch Brennelement,
d Steuerung durch Regulierstange,
e Zufluß des Kühlmetalls,
f Abfluß zum Wärmetauscher

Plutonium Pu-239 ist ein Alphastrahler mit großer Halbwertszeit $T_\mathrm{H} = 2{,}4 \cdot 10^4$ a. Es ist wie U-235 durch thermische Neutronen spaltbar. Da U-238 jedoch nicht thermische Neutronen einfängt, muß der die Neutronen liefernde Reaktor ohne Moderator arbeiten, also ein „schneller Reaktor" sein. Man umgibt das Core eines solchen Reaktors mit natürlichem Uran. Die aus der Spaltzone entweichenden Neutronen können nun in dieser Umwandlungs- oder „Brutzone" von U-238-Kernen eingefangen werden und diese zunächst in Neptunium umwandeln, aus dem sich dann das spaltbare Plutonium bildet. Nach Auswechseln des Umwandlungsmantels läßt sich aus ihm das reine Plutonium auf chemischem Wege relativ günstig gewinnen. Wird in einem solchen Reaktor (der gleichzeitig als Leistungsreaktor läuft) mehr Kernbrennstoff erzeugt, als verbraucht wird, so heißt dieser Reaktortyp: *Produzierender Reaktor* oder *Brutreaktor*, in diesem Falle auch: *„schneller Brüter"* (Bild 156).

Grundsätzlich läßt sich der genannte Umwandlungsprozeß auch mit mittelschnellen Reaktoren durchführen, nur erhält man dann weniger neuen Kernbrennstoff, als man verbraucht. Man sagt, der *Produktionsfaktor* (Zahl der erzeugten spaltbaren Kerne zur Zahl der verbrauchten spaltbaren Kerne) ist dann *kleiner als eins*. Es hat sich eingebürgert, einen solchen Reaktortyp *Umwandlungsreaktor* oder *Konverter* zu nennen.
Auch Thorium, für das sonst weniger Verwendungsmöglichkeiten bestehen und das vielleicht sogar häufiger vorhanden ist als Uran, läßt sich zur Umwandlung, bzw. zum Brüten verwenden:

$$^{232}_{90}\text{Th} + ^{1}_{0}\text{n} \rightarrow ^{233}_{90}\text{Th} \rightarrow ^{233}_{91}\text{Pa} + ^{0}_{-1}\beta$$

$$^{233}_{91}\text{Pa} \rightarrow ^{233}_{92}\text{U} + ^{0}_{-1}\beta$$

Zur Einleitung des Prozesses wird hier auch U-235 benötigt. Ist der Prozeß jedoch im Gange, so kann die weitere Kettenreaktion und Neutronenlieferung von U-233 übernommen werden. Bemerkenswert ist, daß der Umwandlungsprozeß bei Thorium langsame Neutronen benötigt. Man kann für diesen Prozeß also sowohl thermische, wie mittelschnelle und schnelle Brutreaktoren herstellen.
Auch die Gewinnung von U-233 aus dem Material der Brutzone ist auf chemischem Wege möglich.
Damit wird die Gewinnung thermisch spaltbarer Nuklide mit Brutreaktoren, die zudem auch noch Wärmeenergie abgeben, wesentlich wirtschaftlicher, als die Abtrennung von U-235 aus natürlichem Uran durch ein Isotopentrennverfahren. (Man schätzt nach den bisherigen Messungen das gesamte Thoriumvorkommen auf der Erde als etwa dreimal so hoch wie das Uranvorkommen. Wie weit jedoch die verschiedenen Thoriumfundstellen abbauwürdig sind, wird z. Z. noch untersucht.)

10.21. Reaktorinstrumentierung

Je nach Bauart und Zweck eines Reaktors muß er mit verschiedenen Instrumenten zur Überwachung des Betriebes ausgerüstet sein. Man unterscheidet die *konventionelle* und die *nukleare Instrumentierung*. Zur konventionellen Instrumentierung gehören z. B. Meßgeräte mit Anzeige-, Schreib- und Regeleinheiten, die an Temperaturfühler, Druckfühler u. ä. angeschlossen sind, sowie auch die Anzeigegeräte für die jeweilige Stellung der Regulierstäbe usw. Es ist verständlich, daß diese je nach Reaktortyp und -leistung verschieden sein müssen. So sind z. B. bei einem Druckwasser-Reaktorkessel Wärmefühler beim Eintritt und Austritt des Druckwassers anzubringen, eine Instrumentierung, die beim Triga-Forschungsreaktor gegenstandslos ist. Die nukleare Instrumentierung umfaßt alle Meßgeräte mit Anzeige-, Schreib- und Regeleinheiten (wozu auch Grenzwertschalter gehören), die an einen Kernstrahlungsmeßkopf irgendwelcher Art angeschlossen sind. Man unterscheidet zwei Gruppen nuklearer Instrumente: Solche, die der direkten Betriebsüberwachung und solche, die dem Strahlenschutz dienen. In beiden Gruppen können Instrumente bei Überschreitung gegebener Grenzwerte zur *Schnellabschaltung (scram)* führen. Während die mit Thermofühlern angezeigten Werte ein sehr genaues Bild über die Reaktorleistung geben können, haben diese Meßwerte für das Fahren eines Reaktors dadurch geringere Bedeutung, daß sie, wie es in der Natur der thermischen Messungen liegt, gegenüber der Neutronenvermehrung, der Reaktivität, zeitlich immer etwas nach-

hinken. Bei der Geschwindigkeit, mit der gerade diese Grundeigenschaften eines Reaktors überwacht und geregelt werden müssen, ist man hier also auf die nukleare Instrumentierung angewiesen. Die Besonderheit der nuklearen Überwachung eines Reaktors liegt nun darin, daß man genaue Meßwerte über viele Zehnerpotenzen hinaus braucht. Man hat in Reaktoren Neutronenflüsse von 10^{12} bis 10^{15} Flußeinheiten zu überwachen, muß aber bereits beim Anfahren eines Reaktors, wo die Neutronenvermehrung überhaupt erst beginnt, schon ein möglichst genaues Bild z. B. über die Zeitkonstante des Reaktors haben.
Aus dem, was über die Eigenschaften der verschiedenen nuklearen Meßköpfe gesagt wurde (Abschnitt 6), ergibt sich, daß es keinen Meßkopf gibt, der über einen so großen Bereich hinreichend genaue Neutronenfluß-Messungen ermöglicht. Daher ist man grundsätzlich darauf angewiesen, verschiedene Meßköpfe – dem jeweiligen Zustand des Reaktors angepaßt – zu verwenden. Im allgemeinen nimmt man bei niederen Flußstärken bis etwa 10^3 $cm^{-2} \cdot sec^{-1}$ Neutronenzählrohre und bei höheren Werten, die das Zählrohr auch bezüglich seiner Lebensdauer überfordern würden, Ionisationskammern. Beide Meßköpfe lassen sich für den Neutronennachweis mit Bor (B-10), – z. B. als BF_3-Zählrohr – oder mit Hilfe der U-235-Spaltung mit Uranbelegung ausführen. Während das BF_3-Zählrohr meist etwas höhere Werte liefert als ein entsprechendes Spaltzählrohr, also die größere Meßempfindlichkeit hat, hat das Spaltzählrohr einen höheren Temperaturbereich und läßt sich auch in Gegenwart stärkerer γ-Strahlung noch gut verwenden. Bei der Ionisationskammer muß bei derartigen γ-Einflüssen zum Typ der kompensierenden (kompensierten) Ionisationskammer (vgl. 6.9.1.) gegriffen werden.
Wie aus den Beschreibungen der genannten Meßköpfe hervorgeht, arbeitet ein Neutronenzählrohr im Proportionalbereich. Es liefert also nur schwache Impulse, die dann noch von einem anschließenden Diskriminator nach ihrer Impulshöhe so eingeteilt werden, daß nur die Neutronenimpulse weitergeleitet werden. Die Ionisationskammern liefern keine Impulse, sondern schwache Gleichströme in der Größenordnung von etwa 10^{-11} A. Die Meßfühler im Reaktor müssen um das Core herum (in geeignetem Temperaturbereich) angebracht sein. Die zur Verarbeitung der Impulse, bzw. der Ionisationsströme erforderlichen Meßinstrumente befinden sich aber in einem Schaltpult, das in vielleicht 20 m Entfernung steht. Hier entsteht das Problem der Weiterleitung derartig niederer Werte und des Fernhaltens der Einstreuung von Fremdwerten. An dieser Stelle unterscheidet sich die nukleare Reaktorinstrumentierung von den meist üblichen nuklearen Meßplätzen. Zur Weiterleitung der Zählrohrimpulse ist es nötig, noch innerhalb des Reaktors dem Zählrohr einen Vorverstärker anzuschließen. Dieser wirkt im wesentlichen als Impedanzwandler. Der Hauptverstärker liegt dann in der Schaltwarte, bzw. dem Schaltpult. Daß trotzdem noch auf besonders gut dimensionierte abgeschirmte Kabel und Steckverbindungen Wert gelegt werden muß, ist selbstverständlich. Die Ionisationskammern verlangen hier außer sorgfältiger Spezialabschirmung auch einen hochwertigen Isolationsstoff, um bei den äußerst niedrigen Ionisationsströmen jeden noch so geringen Verlust zu vermeiden.
Bei sehr niedrigen Neutronenflüssen genügt die Genauigkeit eines Zählratenmessers nicht. Man wird also an die Zählrohre sowohl ein Zählgerät mit Zeit- und Impulsvorwahl anschließen, wie auch einen linearen Mittelwertmesser (Ratemeter) mit entsprechenden Bereichsumschaltmöglichkeiten, sowie aus Sicherheitsgründen auch einen logarithmischen Zählratenmesser. Dabei lassen sich

Grenzwertkontakte anbringen, die auf Abschaltung der Zählrohrspannung und Einschalten der Ionisationskammer-Meßgerätegruppen hinweisen oder auch diese Umschaltung automatisch vornehmen.
Die Ionisationskammern wirken je auf einen Linearverstärker und auf einen logarithmischen Verstärker. An beide sind Anzeige- und Schreibgeräte angeschlossen, sowie erforderliche Grenzwertschalter. Die lineare Anzeige hat auch hier wieder den Vorteil der größeren Genauigkeit und den Nachteil des Meßbereichumschaltens. Bei diesen Verstärkern handelt es sich um das nicht ganz einfache Problem einer einwandfreien Gleichstromverstärkung. Bekanntlich treten hier kleine Verstärkungsänderungen auf, die an zeitlichen Änderungsvorgängen in den verschiedenen Bauelementen liegen und zu gewissen Nullpunktsverschiebungen, der sogenannten „Drift" des Verstärkers führen. Während man bei einem gewöhnlichen Meßplatz diese Drift durch Nacheichen kompensiert, muß hier beim Reaktorinstrument die Drift automatisch kontinuierlich kompensiert werden. Hierfür verwendet man am besten Schwingkondensatorverstärker. An den logarithmischen Verstärker kann man einen Differenzierverstärker anschließen, dessen Meßwert dann die jeweilige Reaktorperiode angibt. Besonders bei Forschungsreaktoren, die oft mit wesentlich geringeren Leistungen als der Höchstleistung gefahren werden, hat der Linearverstärker besondere Bedeutung. Ein an ihn angeschlossener Differenzierverstärker gibt Meßwerte für die Verdopplungszeit.
Um auch bei Ausfall der Stromversorgung (Netz und Notstromaggregat) über den Reaktorzustand Aussagen machen zu können, läßt man bei stärkeren Reaktoren eine Ionisationskammer, die von einer Batterie versorgt wird, ohne Verstärker direkt auf ein Spiegelgalvanometer wirken.
Aus Sicherheitsgründen schalten die Meßinstrumente bei Erreichung bestimmter Werte den Reaktor durch Schnellschuß ab. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, daß z. B. durch unkontrollierbare Einstreuungen Meßfehler auftreten können, die bedeutend höhere Werte anzeigen lassen, als dem tatsächlichen Neutronenfluß entspricht. Es können aber auch Ausfälle in einem Meßfühler oder Verstärker auftreten. Aus diesen Gründen werden die angegebenen Meßfühler mit ihren nachfolgenden Geräten mehrfach vorgesehen und gleichzeitig betrieben. Die Grenzwertschaltung spricht dann nur an, wenn der betreffende Grenzwert von mindestens *zwei von drei* gleichartigen Instrumentengruppen oder manchmal sogar von mindestens *drei von vier* gleichartigen Meßkanälen geliefert wird. Letzteres gilt für Kraftwerkreaktoren, da hier ein plötzlicher Schnellschuß des Reaktors mit seinen Auswirkungen auf den Dampfkreislauf weitere Maßnahmen nach sich zieht.

11. Strahlenschutz

11.1. Dosimetrie

Für viele Zwecke, insbesondere jedoch beim Strahlenschutz ist es von Bedeutung, für die Wirkung einer bestimmten Strahlung an einem bestimmten Ort (und in einer bestimmten Materie) ein einheitliches Maß zu finden. Für den angegebenen Begriff wurde die Bezeichnung *Dosis* gewählt, doch ergab sich je nach Strahlenart und Strahlenwirkung, daß die exakte Definition der Maßeinheit für die Dosis mehrfach Wandlungen durchmachen mußte. Praktisch werden heute noch zwei Dosiseinheiten (rad für die Energiedosis und R [Röntgen] für die Ionendosis) benutzt, wozu dann noch eine biologische Einheit (rem für das Dosisäquivalent) kommt.

(Eine in der älteren Literatur manchmal noch angeführte rep-Einheit ist heute gegenstandslos geworden.)

11.1.1. *Die Energiedosis*

Am exaktesten definierbar ist die *Energiedosis*. Jede Strahlung stellt einen Energiestrom dar. Man nennt daher die beim Strahleneinfall absorbierte Strahlenenergie je Masseneinheit des absorbierenden Stoffes die von dem Stoffe aufgenommene Energiedosis.

$$\textbf{Energiedosis} = \frac{\textbf{absorbierte Energie}}{\textbf{absorbierende Masse}}$$

Die *Einheit der Energiedosis ist das Rad = 1 rad.* (Eine Wortbildung aus *r*adiation *a*bsorbed *d*osis.)

$$\mathbf{1\,rad} = \frac{\mathbf{100\,erg}}{\mathbf{1\,g}} = \mathbf{10^{-2}}\,\frac{\mathbf{W \cdot sec}}{\mathbf{kg}} = \mathbf{2{,}39 \cdot 10^{-6}}\,\frac{\mathbf{kcal}}{\mathbf{kg}}\,. \tag{77}$$

Diese Einheit ist *unabhängig von der Art der Strahlung*, jedoch *abhängig vom Material* des Absorbers, das also dabei stets genannt sein sollte.

(Kleinere Einheiten: 1 mrad (Millirad) $= 10^{-3}$ rad,
1 μrad (Mikrorad) $= 10^{-6}$ rad usf.)

11.1.2. *Die Ionendosis*

Der Nachteil der Definition der Energiedosis ist, daß die absorbierte Energie häufig zu klein ist, um exakt (z. B. mit Kalorimetern) gemessen zu werden. Man muß daher zur Messung der Dosis in der Praxis gewöhnlich eine andere Strahlenwirkung, die Ionisation, heranziehen. Auf dieser Strahlenwirkung basiert der Begriff der *Ionendosis*.

Ihre *Einheit ist das Röntgen = 1*R.

Sie war zunächst definiert als derjenige Wert einer Röntgen- oder Gammastrahlung, der in 1 cm^3 trockener Luft von 0° C und 760 Torr durch Ionisierung gerade eine elektrostatische Ladungseinheit ($= 3{,}336 \cdot 10^{-10}$ Cb) erzeugt. Rechnet man diese Angabe um, so kommt man zu dem heute nach DIN 6814 festgelegten Einheitswert:

$$\mathbf{1\,R} = \mathbf{2{,}58 \cdot 10^{-4}}\,\frac{\mathbf{Cb}}{\mathbf{kg}}\,. \tag{78}$$

Will man die Ionendosis z. B. mit einer Ionisationskammer in Luft bestimmen, so ist zu beachten, daß die γ-Quanten kaum primär ionisieren, sondern vielmehr die sekundär z. B. durch Photoeffekte gebildeten Elektronen. Diese aber legen Wege zurück, die teilweise aus dem Meßvolumen heraus reichen. Damit würden für die Messung ionenbildende Elektronen verloren gehen. Andererseits werden durch die Strahlung in der Umgebung des Meßvolumens, also z. B. in der Kammerwand, ebenfalls derartige Sekundärelektronen gebildet, deren Wege zum Teil in das Meßvolumen hineinreichen und damit die dortige Ionenbildung wieder erhöhen. Wenn nun die Ionisationsenergie der dem Meßvolumen nach außen verloren gehenden Sekundärelektronen gleich derjenigen der in der Kammerwand erzeugten und von dort in das Meßvolumen eintretenden Sekundärelektronen ist, läßt sich die Messung sinnvoll durchführen. Man spricht in diesem Falle von einem *Elektronengleichgewicht* und nennt das Wandmaterial der Kammer *luftäquivalent.* Es ergibt sich dabei, daß die Wanddicke größer sein sollte als die maximale Reichweite der Sekundärelektronen im Wandmaterial.
Im Strahlenschutz, in dem die im biologischen Gewebe erzeugte Dosis interessiert, kennt man entsprechend auch *gewebeäquivalente* Kammern.
Man kann auch die in einer Materie absorbierte Strahlenenergie dadurch bestimmen, daß man in der Materie einen – meist kleinen – Hohlraum anbringt und in diesem die aus der Materie infolge der Strahlenabsorption gebildeten und in den Hohlraum übertretenden Elektronen durch ihre im Hohlraum gebildeten Ionen mißt *(Hohlraumkammer).*

11.1.3. *Die Gray-Bragg-Beziehung*

Man bezeichnet den Energieverlust dE eines Strahlenteilchens in der Materie längs eines Weges dx als das *Bremsvermögen* S der betreffenden Materie für die Strahlenart:

$$S = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \tag{79}$$

Dieser Energieverlust ergibt sich aus dem makroskopischen Wirkungsquerschnitt (Bremsquerschnitt). Dividiert man das Bremsvermögen durch die Dichte des Materials, so spricht man vom *Massenbremsvermögen* S^*.

$$S^* = \frac{S}{\varrho} = \frac{\mathrm{d}E}{\varrho \cdot \mathrm{d}x} \tag{80}$$

Nun entspricht das Verhältnis des Massenbremsvermögens eines bestrahlten Mediums zu dem der Luft dem Verhältnis der entsprechenden Massenabsorptionskoeffizienten:

$$S' = \frac{S^*_{\text{Medium}}}{S^*_{\text{Luft}}} = \frac{\mu^*_{\text{Medium}}}{\mu^*_{\text{Luft}}} \tag{81}$$

Die für die Bildung eines Ionenpaares in Luft benötigte Energie wird durchschnittlich mit 34 eV angesetzt. Rechnet man

$$1\,\mathrm{R} = 2{,}58 \cdot 10^{-7}\,\frac{\mathrm{Cb}}{\mathrm{g}} \mathrel{\widehat{=}} 1{,}61 \cdot 10^{12} \text{ gebildete Ionenpaare je Gramm}$$

oder $1\,\text{R} \triangleq 5{,}47 \cdot 10^7 \frac{\text{MeV}}{\text{g}} = 87{,}7 \frac{\text{erg}}{\text{g}}$,

so ergibt sich zwischen einer in R gemessenen Ionendosis D_j und einer in rad gemessenen Energiedosis D allgemein die

Gray-Bragg'sche Beziehung: $\boldsymbol{D = 0{,}877 \cdot S' \cdot D_\text{j}}$ (82)

Für biologisches Gewebe gilt zwischen 0,1 MeV und 10 MeV für das Bremsverhältnis der Wert $S' \approx 1{,}1$.
Damit ergibt sich *für den praktischen Strahlenschutz* die einfache Beziehung

1 R ≈ 1 rad.

11.1.4. *Das Dosisäquivalent*

Verschiedene Arten ionisierender Strahlung haben auch bei gleicher Ionendosis verschiedene biologische Wirkungen. Man hat daher die Strahlendosen dieser verschiedenen Strahlungen derart miteinander zu vergleichen, daß sie gleiche biologische Wirkung im menschlichen Körper haben. Zu Grunde gelegt wird die biologische Wirkung einer bestimmten Energiedosis von Röntgenstrahlen einer Erzeugungsspannung von 250 kV. Diejenige Strahlendosis, die einer Dosis dieser Röntgenstrahlung in ihrer biologischen Wirkung beim Menschen äquivalent ist, wird das *Dosisäquivalent* D_e genannt (ältere Bezeichnung wegen der gleichen *r*elativen *b*iologischen *W*irksamkeit: *RBW-Dosis*). Die Einheit des Dosisäquivalents ist

1 rem (*r*ad *e*quivalent *m*an).

Der Zusammenhang des Dosisäquivalents D_e mit der Energiedosis D wird durch den sogenannten *Qualitätsfaktor Q* (frühere Bezeichnung auch: RBW-Faktor) gegeben:

$$\boldsymbol{D_\text{e} = Q \cdot D.} \tag{83}$$

Für die Einheit des Dosisäquivalents gilt also

$$\mathbf{1\,rem} = \boldsymbol{Q} \cdot \mathbf{1\,rad.} \tag{84}$$

Der Qualitätsfaktor, der definitionsgemäß nur für die 250 kV-Röntgenstrahlung exakt eins ist, hat naturgemäß weniger den Charakter einer genau angebbaren Zahl, als vielmehr den einer etwaigen Größenordnung. So werden folgende Qualitätsfaktoren verwendet:

Strahlenart	Qualitätsfaktor
Röntgenstrahlen Gammastrahlen Betastrahlen	1
thermische Neutronen	2, ···, 5
schnelle Neutronen Protonen bis zu 10 MeV Alphastrahlen bis zu 10 MeV	10
schwere Rückstoßkerne	20

Diese Abstufung der Qualitätsfaktoren hat sich im Strahlenschutz als ausreichend bewährt. In der Praxis handelt es sich oft um eine Mischung verschiedener Strahlen, so daß sich das tatsächlich wirksame Dosisäquivalent aus der Summe der Dosisäquivalente der einzelnen Strahlenarten ergibt. Hat man z. B. von einer Neutronenquelle 3 mrad γ-Strahlung und 2 mrad schnelle Neutronen, so ergibt sich das Dosisäquivalent zu

$$1 \cdot 3 \text{ mrem} + 10 \cdot 2 \text{ mrem} = 23 \text{ mrem}.$$

(0,001 rem = 1 mrem = 1 Millirem.)

11.1.5. *Die Dosisleistung*

Die in einer Zeiteinheit (sec, min, h, d, Woche, a) abgegebene, bzw. aufgenommene Dosis wird als *Dosisleistung* $\dot{D}$ bezeichnet und in beliebigem entsprechendem Maß gemessen, wie z. B. $\frac{\text{R}}{\text{sec}}$, $\frac{\mu\text{rad}}{\text{sec}}$, $\frac{\text{mrem}}{\text{h}}$. Man versteht unter der Dosisleistung also den Quotienten

$$\dot{D} = \frac{\Delta D}{\Delta t} \tag{85}$$

oder besser $$\dot{D} = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{\Delta D}{\Delta t} = \frac{dD}{dt}. \tag{86}$$

In der Praxis verwendet man jedoch im allgemeinen die sogenannte *mittlere Dosisleistung* in einem Zeitintervall

$\Delta t = t_2 - t_1$ $$\bar{\dot{D}} = \int_{t_1}^{t_2} \frac{d\dot{D}}{dt} \cdot dt \tag{87}$$

11.1.6. *Die γ-Dosiskonstante*

Die von einem annähernd punktförmigen γ-Strahler ausgehende γ-Strahlung erzeugt in einem beliebigen Abstand r eine Dosisleistung $\dot{D}$, die der Aktivität a des γ-Strahlers direkt proportional und dem Quadrat des Abstandes r umgekehrt proportional ist:

$$\dot{D} = J_\gamma \cdot \frac{a}{r^2} \tag{88}$$

Der Proportionalitätsfaktor J_γ wird dabei als *Dosiskonstante* bezeichnet. Er wird auf die Ionendosis bezogen.

$$J_\gamma = \frac{\dot{D} \cdot r^2}{a} \tag{89}$$

Die Dosiskonstante eines nahezu punktförmigen γ-Strahlers ist die Dosisleistung, die durch die ungefilterte γ-Strahlung[1]) in irgendeiner Entfernung erzeugt wird, multipliziert mit dem Quadrat der Entfernung und dividiert durch die Strahleraktivität. Eine Schwächung durch die Luft ist dabei nicht berücksichtigt. Die Maßeinheit der Dosiskonstanten ist z. B. $\frac{\text{R} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{Ci}}$ oder $\frac{\text{R} \cdot \text{cm}^2}{\text{h} \cdot \text{mCi}}$.

1 Ausnahme bei Ra mit Folgeprodukten, dessen Strahlung mit 0,5 mm Platin gefiltert wird.

Angabe einiger γ-Dosiskonstanten.

Nuklid	T_H	$J_\gamma \left[\frac{R \cdot m^2}{h \cdot Ci}\right]$	$J_\gamma \left[\frac{R \cdot cm^2}{h \cdot mCi}\right]$
Na-24	15,05 h	1,96	19,6
Co-60	5,27 a	1,35	13,5
J-131	8,05 d	0,23	2,3
Cs-137	29,8 a	0,35	3,5
Au-198	2,7 d	0,24	2,4
Ra-226	1622 a	0,82	8,2

(weitere Werte vgl. z. B. [32])

Beispiele:

1. Wie groß ist die Dosisleistung von 2 Ci Co-60 in 50 cm Abstand ?

$$\dot{D} = 1{,}35 \cdot \frac{2}{0{,}5^2} = 10{,}8 \frac{R}{h} = 180 \frac{mR}{min}$$

2. Welche Dosisleistung haben 30 Ci Cs-137 in 180 cm Abstand ?

$$\dot{D} = 0{,}35 \cdot \frac{30}{1{,}8^2} = 3{,}25 \frac{R}{h} = 54 \frac{mR}{min}$$

Faustregel:

Für Strahlenschutzzwecke ist es vorteilhaft, einen schnell zu bestimmenden Zusammenhang zwischen der γ-Aktivität und Dosisleistung zur Verfügung zu haben. Da die meisten γ-Dosiskonstanten zwischen 0,2 und 2 $\frac{R \cdot m^2}{h \cdot Ci}$ liegen, also um den Wert 1 streuen, läßt sich – wenn es sich *nur um Größenordnungen* handelt – als *Faustregel* merken:

> „Die γ-Aktivität 1 Ci erzeugt in 1 m Abstand eine Dosisleistung von 1 $\frac{R}{h}$ (bzw. 1 $\frac{rem}{h}$)."

11.1.7. *Die β-Dosiskonstante*

Grundsätzlich läßt sich auch entsprechend der Ionendosiskonstanten eine β-Dosiskonstante definieren. Allerdings sind hier Effekte der Eigenabsorption innerhalb des Strahlers, der Luftabsorption und der Streuung der β-Strahlen in der Luft derart einflußreich, daß man sie für genaue Bestimmungen durch etwas kompliziertere Zusatzfaktoren berücksichtigen muß. Vernachlässigt man diese Einflüsse, so lautet die Beziehung

$$\dot{D} = K_\beta \cdot \frac{a}{r^2} \,. \tag{90}$$

K_β wird dabei die *β-Dosiskonstante* genannt und gemessen in

$\frac{\text{rad} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{Ci}}$ oder $\frac{\text{rad} \cdot \text{cm}^2}{\text{h} \cdot \text{mCi}}$. So ist z. B. K_β (Y-90) = 285 $\frac{\text{rad} \cdot \text{cm}^2}{\text{h} \cdot \text{mCi}}$.

(Vgl. auch [29].)

Eine nur mit Hilfe der β-Dosiskonstanten errechnete Dosisleistung kann wegen Vernachlässigung der oben angegebenen Einflüsse nur als *oberer Grenzwert* der tatsächlich vorhandenen β-Dosisleistung angesehen werden. (Weitere Angaben findet man z. B. bei *Sommermeyer* und *Opitz* in Atomkernenergie Jhgg. 1959, 404.)

11.1.8. *Neutronen-Dosiskonstante, Konversionsfaktor*

Für annähernd punktförmige Neutronenquellen kann man (analog zu den β- und γ-Dosiskonstanten) auch eine Neutronen-Dosiskonstante angeben. Sie bezieht sich auf das Dosisäquivalent je Stunde. Anstelle von Aktivität und Abstandsquadrat tritt hier der Neutronenfluß in $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$. Aus diesem Grunde wird für den Proportionalitätsfaktor, der auch von der Neutronenenergie abhängig ist, häufig die bessere Bezeichnung *Neutronen-Konversionsfaktor F* gebraucht.

$$\dot{D}_e = F \cdot \Phi \tag{91}$$

Neutronenenergie	F in $\frac{\text{mrem}}{\text{h}} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{sec}$
0,025 eV	0,0009
1 eV	0,0002
10 eV	0,0001
100 eV	0,00005
1 keV	0,0003
10 keV	0,004
100 keV	0,03
1 MeV	0,1
10 MeV	0,13

Im Unterschied zu den entsprechenden Betrachtungen bei der γ-Strahlung muß hier daran erinnert werden, daß bei langsamen Neutronen eigentlich nicht mehr von Strahlung gesprochen werden sollte. Strahlung schließt stets den Richtungsbegriff mit ein. Hier aber tritt an ihre Stelle besser der Neutronenfluß als Produkt von Neutronendichte und Geschwindigkeit (vgl. 7.10.).

Zur Abschätzung der Neutronenflußstärke bei Neutronenquellen mögen folgende Angaben dienen:

Neutronenquellen mit mittleren Neutronenenergien um 5 MeV:

Ra/Be, Pb-210/Be, Pu-239/Be.

Halbwertszeiten der jeweiligen Primärstrahler:

1622 a, 22 a, $2{,}4 \cdot 10^4$ a.

Neutronenausbeute je Sekunde bei 1 mCi Primäraktivität:

$1{,}7 \cdot 10^4$, $2{,}5 \cdot 10^3$, $1{,}5 \cdot 10^3$.

Neutronenfluß (unmoderiert) bei 1 mCi in 100 cm Abstand:

0,13, 0,02, 0,012.

Der unmoderierte Neutronenfluß errechnet sich im Abstand r cm von einer (punktförmigen) Quelle mit einer Quellstärke von Q Neutronen je Sekunde zu

$$\Phi = \frac{Q}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}. \tag{92}$$

11.1.9. *Dosisleistungsmessung*

Die mit einem Strahlendetektor örtlich festgestellte Impulsrate ist der dort vorhandenen Dosisleistung proportional. Es liegt also nahe, auf der Skala von Zählratenmessern für Strahlenschutzzwecke gleich Dosisleistungseinheiten anzugeben. Aus den Ausführungen über die Dosiskonstanten ersieht man, daß dieses Verfahren zunächst nur bei γ-Strahlung vertretbar ist. Derartige Dosisleistungsmesser werden als netzunabhängige Geräte mit Batterien bestückt und können – wenn sie ein Auslösezählrohr verwenden – schon in den Ausmaßen einer Zigarettenschachtel hergestellt werden (vgl. Bild 160).
Sie werden dann oft mit Fensterzählrohren ausgerüstet, deren Fenster für γ-Messungen mit einem Schieber verschlossen wird. Bei geöffnetem Schieber wirken sie als Zählratenmesser für β-Strahlen. In diesem Falle gilt die vorhandene Dosisleistungsskala nicht, weil bereits der Wirkungsgrad eines Zählrohres gegenüber β-Strahlen ganz anders und dazu viel stärker energieabhängig ist als bei γ-Strahlung! Es müssen für verschiedene β-Energien besondere Umrechnungskoeffizienten angegeben werden. Auch bei der Messung von γ-Dosisleistungen ist daran zu denken, daß die Skala für eine mittlere γ-Energie geeicht wurde. Bekanntlich werden die Zählrohrimpulse durch sekundäre Elektronen von γ-Effekten ausgelöst. Diese γ-Effekte (also der Photoeffekt, der Comptoneffekt und der Paarbildungseffekt) sind in ihrer Häufigkeit jedoch auch energieabhängig (vgl. 3.3.1.). Will man daher die Dosisleistung möglichst genau messen, so stelle man fest, mit welchem Strahler die Skala geeicht wurde. Meist werden dazu Ra-226 oder Cs-137 verwendet. Man kann in vielen Fällen von den Herstellerfirmen auch geeignete Prüfstrahler erhalten, mit denen das Gerät nachkalibriert werden kann. Derartige mit Zählrohren ausgerüstete Dosisleistungsmesser lassen sich relativ empfindlich herstellen, so daß die Dosisleistung der natürlichen Umgebungsstrahlung mit 10 bis 20 μR/h bereits einen Meßwert ergibt. Umgekehrt ist zu beachten, daß ihre Anzeige in stärkeren Strahlenfeldern nicht mehr proportional verläuft, da dann die Auflösungszeit des Zählrohres immer größere Meßabweichungen bewirkt. In diesen Fällen arbeiten Geräte, die mit Ionisationskammern ausgerüstet sind, zuverlässiger. Derartige Geräte sind ebenfalls transportabel und handlich lieferbar, obwohl die Ionisationskammern selbst bereits ein größeres Volumen haben. Der elektronische Aufwand für Verstärkung usw.

ist erheblich höher. Die Einstellzeit für das Meßinstrument ist relativ hoch und kann um 30 Sekunden betragen, da die Eingangswiderstände dem hohen Kammerwiderstand angepaßt sein müssen (Bild 157). Für Strahlenschutzmessungen ist es von Bedeutung, daß man hier die Möglichkeit hat, weitgehend energieunabhängig zu messen und außer luftäquivalenten Kammern auch gewebeäquivalente Kammern herstellt (vgl. 11.1.2.).

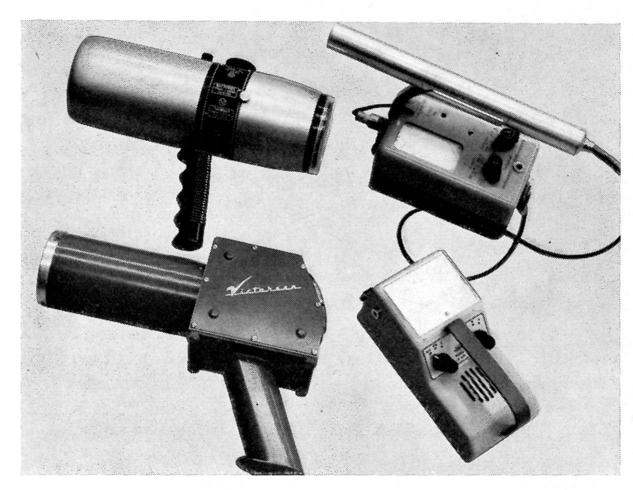


Bild 157. Strahlenschutzmeßgeräte;
links: zwei Ionisationskammergeräte,
rechts: zwei Zählrohrdosisleistungsmesser, der obere: mit besonders großem Meßbereich, der untere: mit zusätzlich akustischer Anzeige besonders für Kontaminationsprüfung geeignet

11.1.10. *Neutronendosisleistungsmessung*

Eine besondere Schwierigkeit bereitet naturgemäß die Dosisleistungsmessung bei Neutronenstrahlung. Bekanntlich werden schnelle und langsame Neutronen durch verschiedene Effekte und daher auch durch andere Strahlendetektoren nachgewiesen. Grundsätzlich kann man daher auch z. B. Zählrohrgeräte mit neutronenempfindlichen Proportionalzählrohren herstellen, die entweder schnelle oder langsame Neutronenstrahlungen messen. Da jedoch auch noch innerhalb dieser beiden Gebiete die Ansprechwahrscheinlichkeiten und die Konversionsfaktoren stark energieabhängig sind, verzichtet man meist auf Angaben von Dosisleistungseinheiten und gibt nur Zählraten an. In diesem Falle muß bei bekannter Neutronenenergie zunächst in Neutronenflußeinheiten ($cm^{-2} \cdot sec^{-1}$) und dann in Dosisleistungsäquivalenten (rem/h) umgerechnet werden. Für die Ansprechwahrscheinlichkeit geben die Zählrohrhersteller die erforderlichen Werte an. Man stellt heute Neutronenzählrohre her, bei denen dieser Wert annähernd eins ist, also 1 Ips der Größe von 1 $cm^{-2} \cdot sec^{-1}$ entspricht. Umgibt man einen Detektor für langsame Neutronen mit einem allseitigen kugelförmigen oder zylindrischen Mantel aus Moderatormaterial, z. B. Paraffin oder Polyäthylen, so

werden nicht nur langsame, sondern auch schnelle Neutronen mit nur einem Strahlendetektor gemessen. Nach diesem Prinzip arbeitet ein sogenannter „Long Counter“. Wird ein derartiger Moderatormantel außen von einem Cadmium-Absorberblech umschlossen, so werden alle Neutronen niederer Energie ferngehalten. Man kann dann das Meßgerät in „schnellen Neutronenflußeinheiten“ kalibrieren.

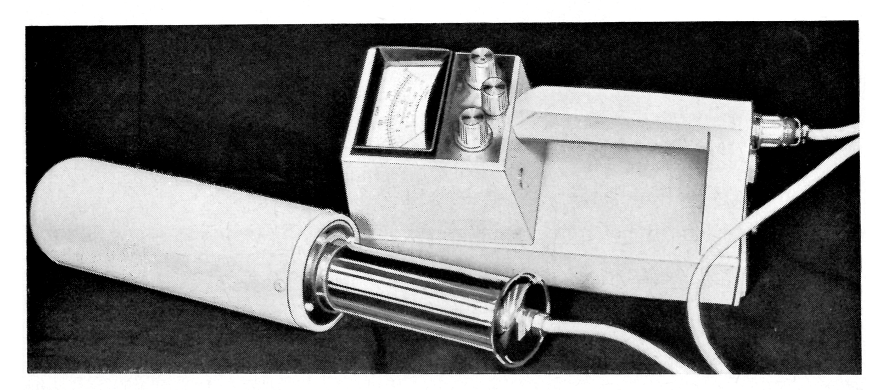


Bild 158. In Neutronenflußeinheiten geeichtes Meßgerät
(Sonde vgl. Bild 60)

Schließlich läßt sich durch geeignete Ausmaße und Materialwahl des Moderators eine gewebeäquivalente Zählrohrwirkung annähern, so daß man dann tatsächlich zu einer für Strahlenschutzzwecke genügenden Dosisleistungsmessung kommen kann. Derartige Geräte werden daher „rem counter“ genannt.

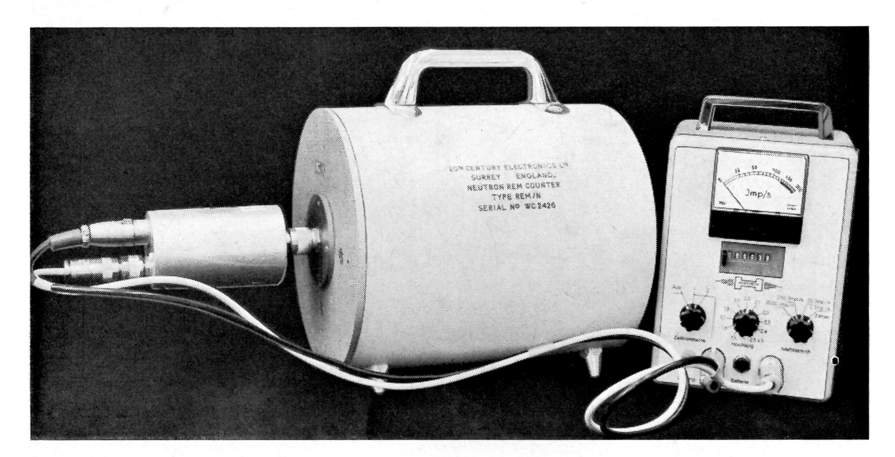


Bild 159. Rem counter
ermöglicht Kalibrierung des Meßgerätes in rem/h

11.1.11. *Registrier- und Warngeräte*

Grundsätzlich läßt sich an einem Dosisleistungsmesser zur laufenden Überwachung genau wie an einem Zählratenmesser ein Schreibgerät mit Drehspulmeßwerk oder ein Potentiometerschreiber anschließen. Die netzgebundenen Geräte haben gewöhnlich auch dafür geeignete Anschlußbuchsen. Es gibt auch Dosisleistungsmesser mit eingebautem Registriergerät. Hier sind Schreiber, die ohne Tinte, also z. B. mit Wachspapier arbeiten, vorzuziehen.

Netzgebundene Dosisleistungsmesser, als sogenannte *Labormonitore,* sind gewöhnlich auch mit einstellbaren Warnschwellen ausgerüstet, bei denen ein akustisches und optisches Signal ausgelöst wird, wenn die Dosisleistung diese Schwelle erreicht. (Vgl. Bild 68.) Ortsfeste Dosisleistungsmesser sollten darüber hinaus auch eine untere Warnschwelle haben, die ein Signal gibt, wenn bereits die Dosisleistung der natürlichen Umgebungsstrahlung nicht angezeigt wird, also das Gerät funktionsunfähig ist.

Bei den batteriebetriebenen Taschengeräten kennt man auch Geräte mit akustischer Warnung, bei denen, um Platz zu sparen, auf das Anzeigegerät verzichtet wird, sogenannte „Taschenschreier". Sie sprechen bei einer einstellbaren Dosisleistung an. Schließlich muß in diesem Zusammenhang auch auf Dosimeter mit akustischer Warnung hingewiesen werden. Hier löst die Entladung einer Ionisationskammer den Alarmton aus. Derartige Geräte werden auf den Arbeitsplatz gestellt und bei Arbeitsbeginn aufgeladen. Sollte die vorgesehene durchschnitt-

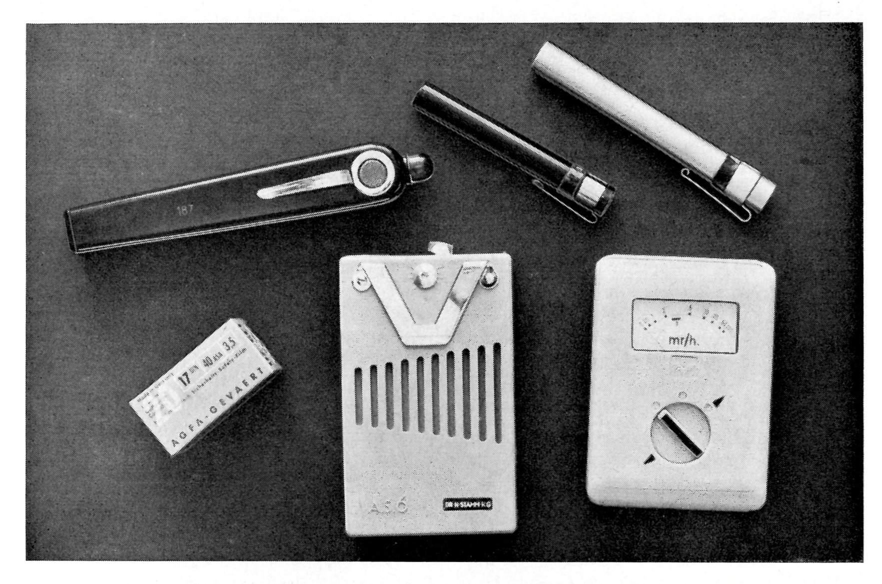


Bild 160. Taschenwarn- und -meßgeräte;
oben: akustisch-optisches Warngerät und zwei Taschendosimeter,
unten: Filmschachtel zum Größenvergleich, akustisches Warngerät („Taschenschreier"), Taschendosisleistungsmesser

liche Tagesdosis erreicht werden, gibt das Gerät den Warnton. Im übrigen wurden Dosimeter bereits im Zusammenhang mit den Strahlungsnachweismethoden erwähnt (Bild 160).

11.2. Biologische Strahlenwirkung

11.2.1. *Die Zelle*

Die Wechselwirkungen der verschiedenen Kernstrahlungen mit der Materie sind auch die letzte Ursache der Strahlenwirkungen auf einen lebenden Organismus. Hier sei dabei an den menschlichen Körper oder auch einzelne Organe des Menschen gedacht. Die lebenden Organismen sind aus einzelnen Zellen aufgebaut, deren jede ihre besondere Aufgabe für den Organismus hat. Aber auch innerhalb der Zelle, der Zellwand, des Zellinhaltes und des Zellkerns haben wiederum einzelne Teile ganz bestimmte Funktionen, die für Aufgabe, Leben und Fortbestand der Zelle notwendig sind. Diese Teile wiederum sind aufgebaut aus komplizierten Molekülen, in denen jeweils hunderte von Atomen in ganz bestimmten auch geometrisch festgelegten Zusammenstellungen vereint sind. Eine auch noch so geringe Änderung in diesem Aufbau, wie sie durch Energieübertragung z. B. von Kernstrahlung erfolgen könnte, kann die Funktion des betreffenden Teils (der z. B. auch ein Ferment oder ein Hormon sein kann) außer Kraft setzen oder gar ändern. Es können aber auch im Zellwasser, aus dem etwa 70% der gesamten Zellmasse besteht, dadurch Schädigungen auftreten, daß sich unter Strahlungseinfluß einzelne H_2O_2-Moleküle bilden. Das Wasserstoffsuperoxyd, das durch Zellwände hindurch auch in andere Zellen diffundieren kann, zerstört lebenswichtige Zellsubstanzen, die dann als Zellgifte durch den ganzen Körper wandern können und so sekundäre Strahlenschäden verbreiten. Schließlich sei darauf hingewiesen, daß die Neubildung von Zellen in bestimmten Teilen des Zellkerns, den Chromosomen, gesteuert wird, so daß Schäden an diesem Steuermechanismus zu anders gearteten Zellbildungen führen können. Handelt es sich dabei um Keimzellen, so können also diese Änderungen vererbt werden.

11.2.2. *Das Gewebe*

Die Größe der Zellen liegt zwischen 1 und 100 μm. Sie bilden zusammen das lebende Gewebe. Dieses wiederum wird zunächst in zwei Klassen eingeteilt, das harte Gewebe, zu dem Knochen und Zähne gehören, und das weiche Gewebe, zu dem z. B. die Muskeln, Drüsen, die Haut und das Blut gehören. Hier interessiert die sogenannte Strahlenempfindlichkeit der verschiedenen Gewebe. Es ergibt sich eine Einteilung nach zunehmender Strahlenempfindlichkeit, die etwa folgendermaßen aussieht: Relativ geringe Empfindlichkeit findet man beim Muskel- und Nervengewebe. Etwas empfindlicher sind die Gewebe der Haut, der Adern, der Lunge und der Keimdrüsen. Zu den gegenüber Strahlungen empfindlichsten Geweben gehören die schnell wachsenden Gewebe, die sogenannten Mausergewebe, d. h. alle blutbildenden Organe, wie das Knochenmark und die Milz, aber auch die Wachstumszonen des Knochengewebes. Aus diesen Gründen bedarf nicht nur der heranwachsende Mensch, sondern auch das sich bildende neue Leben vor der Geburt eines erhöhten Strahlenschutzes. Auch die Augen zählt man zu den strahlenempfindlichen Organen. Da Strahlenwirkungen in den Keimdrüsen eventuell zu Erbschäden führen können, muß man auch dem Schutz dieser Organe erhöhte Beachtung zuwenden.

Wenn hier von Strahlenempfindlichkeit gesprochen wird, so ist dabei eine entsprechende Strahlendosis vorausgesetzt. Bei geringen Strahlendosen sind direkte Treffer mit Melokülveränderungen ziemlich selten. Auch hat die lebende Zelle bis zu gewissem Grade die Möglichkeit, manche indirekten Schäden wieder zu reparieren. So enthalten z. B. die Zellen ein Ferment, mit dem gebildetes Wasserstoffsuperoxyd wieder zu Wasser und Sauerstoff reduziert wird. Jedoch reichen diese Möglichkeiten der Erholung nur für kleine Mengen, werden also bei stärkerer Belastung überfordert.

11.2.3. *Strahlendosis und biologische Wirkung*

Aufgrund dieser allgemeinen Schilderungen erklärt es sich, daß Strahlenschäden beim lebenden Organismus *zum Teil dosisproportional* sind.

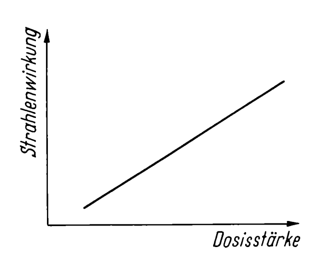


Bild 161. Dosisproportionale Strahlenwirkung (Linearer Typ)

Zum Teil können sie aber auch erst ab einer bestimmten Dosis, dem *Schwellenwert*, wirksam werden, dann aber mit weiterer Dosiszunahme stark anwachsen. Zum Beispiel liegt ein solcher Schwellenwert vor, wenn die Zellfermente das gegebildete Wasserstoffsuperoxyd nicht mehr zerlegen können (Bild 162). Von diesem Schwellenwert, unterhalb dessen die lebende Zelle die betreffende Strahlenwirkung wieder ungeschehen machen kann, ist ein scheinbarer Schwellenwert zu unterscheiden. Darunter ist eine kumulierte Wirkung zu verstehen, die bei geringer Strahlenbelastung bereits nicht repariert, aber auch nach außen nicht bemerkbar wird. Erst bei Kumulation, d. h. einer bestimmten Anhäufung dieser Schäden, treten sie nach außen – manchmal als sogenannte Spätschäden – in Erscheinung.

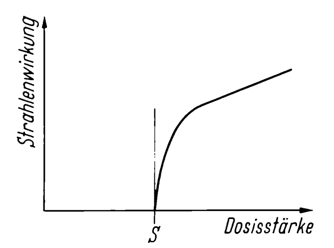


Bild 162. Strahlenwirkung beim Schwellwerttyp
S Schwellwert

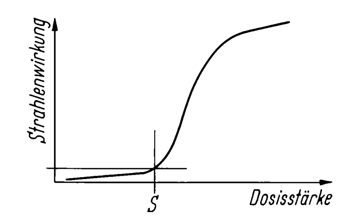


Bild 163. Kumulation mit Schwellwert *S*

Während man von schwachen Dosisleistungen weiß, daß im allgemeinen der Hauptteil ihrer biologischen Wirkungen auch bei länger andauernder Strahlenbelastung vom lebenden Organismus wieder repariert wird, kann die dabei empfangene Dosis durchaus Schädigungen hervorrufen, wenn sie in kürzerer Zeit, also mit höherer Dosisleistung aufgenommen wird. Allerdings hat man auch Fälle, bei denen sehr kurzzeitige höhere Dosisleistungen schadenfrei blieben. Entschei-

dend ist es, ob der ganze Körper der Strahlenbelastung gleichmäßig ausgesetzt ist oder ob einzelne Organe, die mehr oder weniger leicht Schäden erleiden, dabei eine höhere oder geringere Dosis erhalten.

11.2.4. *Strahlenart und biologische Wirkung*

Differenziert man die Stärke der Strahlenschäden nicht nach der Art der getroffenen biologischen Teile, sondern nach den physikalischen Wechselwirkungen der Materie mit der Strahlung, so erhält man besonders starke Strahlungswirkungen dort, wo außer ionisierenden Effekten ganze Atomkerne durch Strahlungsteilchen verdrängt werden können. Derartige Wirkungen haben energiereiche Teilchenstrahlungen von Nukleonen oder ganzen Kernen. Dementsprechend ist der Qualitätsfaktor in diesen Fällen besonders hoch. Zu diesen stark schädigenden Strahlen gehören die schnellen Neutronen, die Alphastrahlen, schnelle Deuteronen- und Protonenstrahlen. Sie wirken selbst bereits stark ionisierend und zerstören bei Kerntreffern den molekularen Aufbau. Darüber hinaus ionisieren auch die erzeugten Rückstoßkerne. Eine Minderung ihrer Gefährlichkeit liegt – abgesehen von den schnellen Neutronen – in ihrer geringen Durchdringungstiefe und damit der leichten Abschirmmöglichkeit.
Die Betastrahlen haben im allgemeinen auch im Gewebe eine größere Reichweite als Nukleonenstrahlen. Die von ihnen hervorgerufenen Strahlenschäden beruhen auf ihrer ionisierenden Wirkung. Eine höhere Betaenergie bewirkt nicht nur eine größere Reichweite, auch die bei den Ionisierungseffekten erzeugten sekundären Elektronen haben wiederum stärkere ionisierende Wirkungen.
Da die γ-Strahlen vermöge ihrer Durchdringungsfähigkeit relativ weniger Absorptionseffekte haben, folgen sie in dieser Aufzählung an letzter Stelle. Ihre Gefährlichkeit liegt aber gerade daran, daß diese Strahlen nur schlecht abzuschirmen sind. Unter den von außen auf einen Körper einwirkenden Strahlen sind sie daher am stärksten zu beachten!

11.2.5. *Strahlenschäden*

Auftretende Strahlenschäden beim Menschen äußern sich im allgemeinen zunächst in einer mehr oder weniger kurzzeitigen Störung der Blutzusammensetzung. Das Zahlenverhältnis der roten und weißen Blutkörperchen kommt ins Pendeln. Für den untersuchenden Arzt ist die zeitliche Verfolgung dieser Erscheinung von besonderer Wichtigkeit. Die äußerlich merkbaren ersten Anzeichen eines Strahlenschadens (Übelkeit, Erbrechen, Durchfall und Müdigkeit) treten auch bei anderen Indispositionen auf und lassen daher nicht ohne weiteres bereits auf einen erlittenen Strahlenschaden schließen. Haarausfall, ekzemartige Hautausschläge, Mund- und Rachenentzündungen, Blutungen und Fieber können weitere Folgen einer zu hohen Strahlenbelastung sein. Da offenbar die Strahlenempfindlichkeit der Menschen nicht gleichmäßig ist, lassen sich keine festen Dosiswerte mit den jeweils daraus folgenden Schädigungen angeben. Man weiß, daß eine Dosis von 700 rem für den Menschen tödlich ist, daß bei der Hälfte dieser Dosis ein tödlicher Ausgang mit 50% Wahrscheinlichkeit eintritt, daß aber auch bereits eine Dosis von etwa 100 rem unter Umständen tödlich wirken kann. Etwa vier bis fünf Wochen nach einer solchen Strahlenbelastung zeigt sich, ob der Mensch den erlittenen Schaden überstehen kann. Die Erholung nimmt dann allerdings gewöhnlich noch mehrere Monate in Anspruch. Da jedoch auch Jahre danach noch Spätschäden auftreten können (Leukämie, Strahlenkrebs u. ä.), ist weiterhin eine regelmäßige ärztliche Überwachung erforderlich.

11.2.6. *Die natürliche Strahlenbelastung des Menschen*

Die natürliche Strahlenbelastung des Menschen setzt sich zusammen aus einem äußeren und einem inneren Anteil. Der äußere wird von der kosmischen Strahlung und der natürlichen Radioaktivität der Umgebung (Erde, Baumaterial usf.) bewirkt. Die innere Strahlenbelastung ist durch Einatmen in der Luft vorhandenen Radons und Thorons, sowie durch im Körper vorhandene strahlende Nuklide (hauptsächlich K-40 und C-14, sowie auch Ra, Th und Folgeprodukte) gegeben. Diese natürliche Strahlenbelastung ist auch örtlich und von Fall zu Fall verschieden. Man kann jedoch im Durchschnitt mit einer Jahresdosis von 150 bis 200 mrem rechnen, wobei etwa die Hälfte auf die äußere und die andere Hälfte auf die innere Strahlenbelastung entfällt.

11.2.7. *Die allgemeine künstliche Strahlenbelastung*

Zu der natürlichen tritt die allgemeine künstliche Strahlenbelastung des Menschen, verursacht durch Leuchtfarben an Zifferblättern u. ä., durch Röntgen- und Fernsehgeräte und auch durch Atombombentests. Diese Belastungen ergeben zusammen eine Jahresdosis mit einer Größenordnung von etwa 100 mrem. Der Hauptanteil liegt hier bei der medizinischen Strahlenbehandlung, die in Einzelfällen den betreffenden Menschen noch wesentlich stärker belastet, während Durchleuchtungen zu diagnostischen Zwecken (z. B. bei den Röntgen-Reihenuntersuchungen) hier nur einen minimalen Anteil haben. Die Strahlenbelastung durch Fernsehgeräte ist kaum nachweisbar und nicht höher als 1 mrem im Jahr. In derselben Größenordnung liegen z. Zt. auch noch in Europa die Strahlenbelastungen durch Atombombentests in anderen Gegenden des Erdballs.

11.3. **Umgang mit strahlenden Nukliden**

11.3.1. *Verhalten bei äußerer Strahleneinwirkung*

Man versteht unter *umschlossenen Strahlern* solche, die „ständig von einer allseitig dichten, festen, inaktiven Hülle umschlossen sind, die bei üblicher betriebsmäßiger Beanspruchung einen Austritt radioaktiver Stoffe mit Sicherheit verhindert", wohl aber die Strahlung austreten läßt. Bei einem derartigen Strahler kann man relativ einfach Vorsorge treffen, daß er nicht in das Innere des menschlichen Körpers gelangt. Ein Strahlenschutz braucht dann also nur gegenüber äußerer Bestrahlung vorgenommen zu werden. Hier ist eine Ganzkörperbestrahlung gefährlicher, als wenn etwa nur die Hände und Unterarme der Strahlung ausgesetzt sind. Diese, wie auch Füße und Unterschenkel, vertragen eine stärkere Strahlenbelastung. Man spricht dann von Teilkörperbestrahlung. Andererseits zählen zu den Organen, um deren Schutz vor äußerer Bestrahlung man bevorzugt besorgt sein sollte, die Augen und die Geschlechtsorgane; letztere besonders deswegen, weil hier dosisproportionale Strahlenschäden entstehen können (ein Schwellenwert ist hier nicht bekannt), die sich unter Umständen erst in der folgenden Generation auswirken können. Strahlenschutz gegenüber zu großer Strahlenbelastung von außen läßt sich mit verhältnismäßig einfachen Mitteln erreichen.

Die *Alpha-Strahlung* wird in den äußersten verhornten Schichten der Haut bereits absorbiert. Außerdem ermöglicht die geringe Reichweite der α-Strahlung, daß man ihr leicht „ aus dem Wege gehen" kann.

Die *Beta-Strahlung* hat zwar eine wesentlich größere Reichweite, wird aber zu

einem großen Teil bereits durch unsere Kleidung absorbiert. Auch geben Brillengläser ihrem Träger gegenüber der β-Strahlung einen gewissen Augenschutz.
Die *Gamma-Strahlung* läßt sich nicht so einfach abschirmen. Ihr gegenüber schützt man sich vor zu großen Dosisleistungen am besten durch *möglichst großen Abstand.* Nach dem quadratischen Abstandsgesetz ist die Strahlenbelastung in 2 m Entfernung nur noch ein hundertstel von der in 20 cm Abstand. Dieses Gesetz zwingt uns auch, grundsätzlich alle *Strahler niemals mit der Hand* anzufassen, sondern dazu stets eine Pinzette oder dergleichen zu verwenden. Auch soll man Strahler *niemals in Anzugtaschen* tun oder sonst am Körper tragen. Man denke stets daran, daß in 2 mm Entfernung von einem punktförmigen Strahler die empfangene Strahlendosis 10 000 mal so groß ist, wie bei 20 cm Abstand!
Ein weiterer Schutz gegenüber zu starker Belastung durch γ-Strahlen liegt in der *möglichst kurzen Zeit,* während der man sich dieser Strahlung aussetzen soll. Um dringend erforderliche Manipulationen in der Nähe von Strahlern durchzuführen, sollte man die erforderlichen Handgriffe usw. zuvor in Abwesenheit des Strahlers üben, um dann die Zeit der Strahlenbelastung möglichst abkürzen zu können. Stets beachte man die *Grundregeln:* „**Großer Abstand, kurze Zeit**!"

11.3.2. *Schutzwände*

Läßt eine vorgesehene Arbeit diese Grundregel nicht zu, so bringt man zwischen sich und den Strahler eine *Schutzwand* aus möglichst stark absorbierendem Material. Bei *Gamma-Strahlung* sind meist Bleiwände von 5 bis 10 cm Stärke üblich, die mit Bleiglasfenstern entsprechender Absorption versehen werden. Oft werden diese Schutzwände auch aus einzelnen Bleibausteinen aufgebaut, deren Form keine strahlendurchlässigen Fugen entstehen läßt. Das Arbeitsgerät wird dann in speziellen Kugelgelenken durch diese Wände hindurchgeführt oder gewinkelt um sie herum, bzw. über sie hinweg (Bild 164).
Auch bei längerem Arbeiten im Bereich von *Beta-Strahlung* schützt man sich durch Glas- oder Plexiglaswände. Hier reicht meist schon 1 cm Stärke, so daß sich auch entsprechende kleinere Plexiglas-Schutzschilde an dem betreffenden Werkzeug selbst anbringen lassen. Als Strahlenabsorptionsmaterial gegenüber β-Strahlung verwendet man (im Gegensatz zu γ-Absorbern) meist leichte Stoffe, da β-Strahlen in Wechselwirkung besonders mit Stoffen höherer Ordnungszahl eine Bremsstrahlung hervorrufen, die aus dem β-Absorber nach allen Seiten austritt. Da diese Bremsstrahlung in geringem Maße auch bei leichten Absorbern entsteht, verwendet man dort, wo energiereiche β-Strahlung stets von einer bestimmten Seite her kommt und abgeschirmt werden soll, *Zweischicht-Schutzwände.* Hierbei trifft die β-Strahlung zunächst auf eine Schicht niederer Ordnungszahl zur β-Absorption, darauf folgt eine Schicht hoher Ordnungszahl, um die entstandene Bremsstrahlung zu reduzieren (Bild 165).
Solche Mehrschichten-Schutzwände werden auch in anderen Fällen verwendet, so z. B. im Strahlenschutz gegenüber schnellen Neutronen, die gewöhnlich zusammen mit γ-Strahlung auftreten. Der γ-Anteil wird – wie bereits geschildert – durch eine Schutzwand aus Stoffen hoher Dichte, wie Blei, Wolfram, Schwerbeton u. ä. abgeschirmt. Die schnellen Neutronen durchdringen aber derartige Wände, so daß nunmehr eine weitere Schutzwand aus moderierendem Material (Graphit, Paraffin, schweres Wasser u. dgl.) folgen muß. Schließlich lassen sich die moderierten Neutronen durch Neutronenabsorber, wie Cadmium und Bor auffangen. Hier hat sich Boral gut bewährt, eine zwischen Aluminiumbleche gepackte Mischung aus Borkarbid und Aluminium (Bild 166).

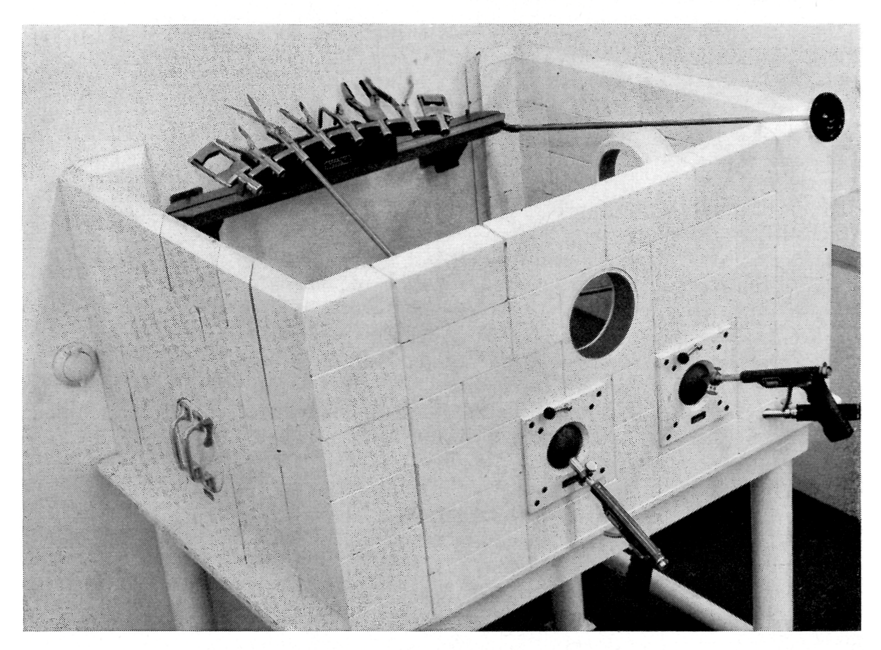


Bild 164. Kugelgreiferstand für Arbeiten mit γ-Strahlern

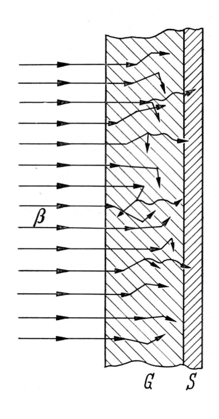


Bild 165.
Zweischicht-Schutzwand als Schutz gegen energiereiche Elektronen *G* Plexiglas, *S* Schwermetallblech

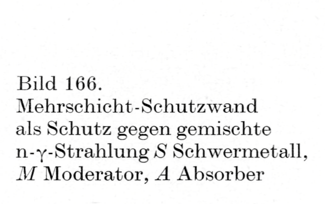
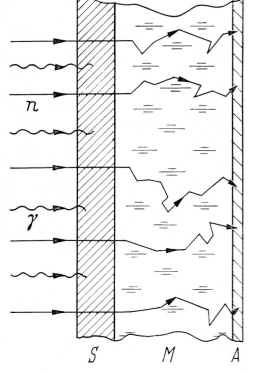


Bild 166.
Mehrschicht-Schutzwand als Schutz gegen gemischte n-γ-Strahlung *S* Schwermetall, *M* Moderator, *A* Absorber



Für die Berechnung der Stärke der Strahlenschutzwände wird auf das Kapitel über die Strahlenabsorption verwiesen. Man beachte dabei, daß in vielen Fällen eine Minderung der jeweiligen Ortsdosis bereits durch den Abstand des Strahlers von der betreffenden Strahlenschutzwand bewirkt wird. Andererseits hat man es hier fast nie mit einem „schmalen Strahlenbündel“ zu tun, so daß – je nach den

jeweiligen Umständen – ein *Aufbaufaktor* zu verwenden ist (vgl. 3.3.4. und 13.10.). Wegen der Streustrahlungen geht auch ein geometrisch vielleicht gegebener punktförmiger Charakter einer Strahlenquelle verloren, und die Schutzwand wirkt selbst als ein – wenn auch schwächerer – Flächenstrahler, in dessen Umgebung nicht ein quadratisches Abstandsgesetz angewendet werden kann.

11.3.3. *Verhalten bei offenen Strahlern*

Während bei von außen einwirkenden Strahlungen das Hauptaugenmerk auf die durchdringende Strahlung (γ) zu richten ist und die wenig durchdringende, dafür aber stark ionisierende Strahlung (α, β) ziemlich leicht abgewehrt werden kann, liegen die Verhältnisse genau umgekehrt, wenn es sich um *innere Strahlenbelastung* handelt. Diese tritt ein, falls strahlendes Material auf irgend einem Wege in unseren Körper gelangt, inkorporiert wird. Das ist beim *Umgang mit offenen Strahlern* möglich. Spuren solcher Strahler können z. B. durch den Mund, durch Verletzungen der Haut oder auch mit der Atemluft inkorporiert werden. Innerhalb des Körpers, wo keine verhornten Hautschichten schützen, befinden sich lebende Zellen der Strahlung aus nächster Nähe ausgesetzt. Hier rufen die stark ionisierenden Strahlen (α, β) die stärksten Schäden hervor, während die durchdringende Strahlung (γ) weniger Effekte mit den Molekülen des Organismus hat und zum größten Teil nach außen abstrahlt. Aus diesem Grunde müssen die erforderlichen Schutzmaßnahmen hier in erster Linie darauf gerichtet sein, Inkorporierungen auszuschließen. Die Verwendung von geeigneter Schutzkleidung, Schutzhandschuhen, gegebenenfalls auch Schutz-Überschuhen ist unumgänglich!

11.3.4. *Radiotoxizität*

Man teilt die strahlenden Nuklide je nach ihrer *Radiotoxizität* in vier Gefahrenklassen ein. Der Grad dieser Toxizität (Giftwirkung) richtet sich nach Strahlenart und -energie, aber auch danach, wie sehr das betreffende Element am Stoffwechsel teilnimmt oder im Körper festgehalten und gar gespeichert wird. Man kennt hier eine effektive Halbwertszeit, in der sowohl die physikalische Halbwertszeit, wie auch die „biologische Halbwertszeit" der Aufenthaltsdauer im Körper berücksichtigt ist. Gefahrenklasse „1" bezeichnet sehr hohe Radiotoxizität, „2" hohe, „3" mittlere und „4" niedere Radiotoxizität. Es gehört z. B. der viel verwendete β-Strahler Sr-90/Y-90 zur Gefahrenklasse „1", da er nicht nur eine hohe physikalische Halbwertszeit hat, sondern auch wegen seiner chemischen Verwandtschaft zum Calcium im Körper festgehalten wird und dort u. a. beim Knochenaufbau mit verwendet wird. Dagegen gehören Cs-137 mit ähnlicher physikalischer Halbwertszeit, sowie Co-60 zur Gefahrenklasse „3".

11.3.5. *Kontamination*

Eine Verunreinigung mit radioaktiven Stoffen nennt man *Kontamination*, im öffentlichen Strahlenschutz auch *Verstrahlung*. Kontaminationen sind gewöhnlich nicht mit dem Auge zu erkennen, sondern nur durch gewissenhafte Strahlenmessungen. Die Säuberung von derartigen Verunreinigungen oder die *Entstrahlung* heißt *Dekontamination*. Nicht nur feste Gegenstände, wie Tisch, Fußboden, Werkzeuge und Kleidung, auch Luft und Wasser können kontaminiert sein. Auch die Haut des Menschen kann durch unachtsame zufällige Berührung kontaminiert werden. Bei einer Kontamination der Haut ist darauf zu achten, daß die

Aktivitätsbelastung bei α-Strahlern nicht größer wird als 10^{-5} μCi/cm² und bei β-Strahlern $5 \cdot 10^{-4}$ μCi/cm². Die Hände vertragen etwa den dreifachen Wert, so daß als äußerste Oberflächendosis für eine Hand bei α-Kontamination 10^{-2} μCi und bei β-Kontamination $5 \cdot 10^{-2}$ μCi angenommen werden kann. (Näheres z. B. [40].) Eine stete Überwachung und sofortige gründliche Reinigung sind hier also von ganz besonderer Bedeutung. Für die Dekontamination werden je nach dem Fall verschiedene Reinigungsmittel verwendet mit dem Ziel, die strahlenden Substanzen von der Oberfläche, an der sie haften, weitgehendst abzulösen und z. B. in Fließpapier aufzusaugen. Dieses Papier ist dann als radioaktiver Abfall zu behandeln und daher in gesonderten Sammelbehältern abzulegen. Für die Dekontamination der Hände ist längeres Waschen mit Wasser und Seife meist die beste Methode. Niemals darf durch Scheuern dabei die Haut rissig werden.
Auch der Aggregatzustand und die Form des offenen Strahlers verlangen besondere Berücksichtigung. Mit am schwierigsten bezüglich des Strahlenschutzes sind staubförmig pulverisierte Strahler zu behandeln, da hier nicht nur die Gefahr der Kontamination, sondern auch die einer Verteilung in der Atemluft besonders gegeben ist. Ein flüssiger oder breiförmiger Zustand ist dem trockenen Pulver stets vorzuziehen.
Man achte darauf, daß beim Arbeiten mit offenen Strahlern die Arbeitsfläche (Tischplatte) glatt und fugenlos ist. Darauf sollen grundsätzlich eine *Schutzfolie*, sowie eine oder mehrere Lagen saugfähigen Papiers gelegt werden. Am besten werden Arbeitsplätze und Wände mit einem *abziehbaren Kunststofflack* überzogen. Dadurch wird eine notfalls erforderliche Dekontamination wesentlich vereinfacht, sowie auch vom wirtschaftlichen Standpunkt aus unproblematisch.

11.3.6. *Arbeitsräume*

An die Arbeitsräume (Laboratorien), in denen mit offenen Strahlern gearbeitet werden darf, werden je nach der Radiotoxizität und den Aktivitäten der verwendeten Nuklide besondere Anforderungen gestellt. Man unterscheidet *drei Labortypen* für Arbeiten mit offenen Strahlern: *Typ A* als „Laboratorium für hohe Aktivitäten", *Typ B* als „Radioisotopenlaboratorium" und für schwache Aktivitäten *Typ C* als „gutes chemisches Laboratorium". In *Typ C* dürfen nur höchstens 10 μCi der Gefahrenklasse „1" verwendet werden, jedoch 10 mCi der Gefahrenklasse „4". Zu den besonderen baulichen Anforderungen an die Arbeitsräume, in denen mit offenen Strahlern gearbeitet wird, gehören u. a. folgende: Der Zutritt darf nur durch einen Schleusenraum möglich sein, in dem die Kleidung gewechselt werden kann und Waschmöglichkeit besteht. Ein bestimmter Luftumlauf im Arbeitsraum muß gewährleistet sein, bei dem alle Abluft über Filter geht und auf Radioaktivität untersucht werden muß. Auch das Abwasser darf nicht ohne weiteres der öffentlichen Kanalisation zugeführt werden. Je nach den vorkommenden Nukliden sind sowohl für die Luft, wie auch für das Wasser bestimmte maximal zulässige Konzentrationen (MZK-Werte) zu beachten. (Näheres z. B. [2, 8, 38].)

11.3.7. *Tests umschlossener Strahler*

Auch beim Umgang mit umschlossenen Strahlern kann der Fall eintreten, daß infolge Undichtwerden der Schutzhülle ein Strahler nunmehr als offener Strahler zu behandeln ist. Ein solcher *defekter Strahler* muß nicht nur sogleich aus dem Gebrauch genommen werden, er sollte auch möglichst in eine geeignete Kunst-

stoff-Folie eingeschweißt werden. Handelt es sich um ein emanierendes Präparat (Radium, Thorium), so ist es unter allen Vorsichtsmaßnahmen in ein gasdichtes Gefäß zu bringen. Die Gefährdung des Undichtwerdens einer Schutzhülle liegt insbesondere bei α- und β-Strahlern stets vor, da dort die abschließende Folie extrem dünn und daher auch empfindlich ist. Hier ist also wegen der mechanischen Empfindlichkeit jede direkte Berührung der Abdeckfolie nicht nur mit der Hand, sondern auch mit einem Gerät unbedingt zu vermeiden. Undichtigkeiten, die auch durch Korrosion entstehen können, brauchen nicht sichtbar zu sein. In gewissen zeitlichen Abständen verlangt daher die Aufsichtsbehörde für diese umschlossenen Strahler eine *Dichtigkeitsprüfung*. Diese Prüfungen werden gewöhnlich von einer dafür bestimmten Dienststelle auf Antrag vorgenommen. Es besteht manchmal auch die Möglichkeit, daß im Rahmen eines Wartungsvertrages die Lieferfirma die Berechtigung hat, derartige Dichtigkeitsprüfungen durchzuführen. Für diese Dichtigkeitsprüfungen gelten z. Zt. bestimmte Normen [32]. Bei nicht emanierenden Präparaten wird ein Immersionstest oder ein Wischtest angewendet.

Beim *Immersionstest* wird der zu untersuchende Strahler acht Stunden in eine Flüssigkeit (z. B. verdünnten Alkohol) von 50° C getaucht. Danach wird diese Flüssigkeit auf Radioaktivität untersucht. Das Präparat gilt als undicht, wenn diese Aktivität größer als 0,05 μCi ist. Es ist vorher festzustellen, ob die verwendete Flüssigkeit das Präparat und besonders die Schutzfolie auch nicht angreift. So würde z. B. ein gewisser Schwefelgehalt eine Silberfolie angreifen.

Beim *Wischtest* wird die Strahlerhülle vorsichtig mit in Alkohol oder Benzin getränktem Zellstoff (bzw. Watte) ohne wesentlichen Druck abgewischt. Die Hülle wird undicht genannt, wenn dieser Zellstoff danach eine größere Aktivität als 0,01 μCi hat.

Den *Emanationstest* wendet man bei emanierenden Strahlern an. Man mißt die Emanationsabgabe, also das die Umhüllung verlassende radioaktive Gas (Radon, Thoron). Der zu prüfende Strahler wird in ein möglichst kleines gasdichtes Gefäß (z. B. Reagenzglas mit Gummistopfen) für zwölf Stunden zusammen mit Aktivkohle eingeschlossen. Die Strahlerhülle wird als undicht angesehen, wenn dabei die Aktivkohle mehr als 0,01 μCi Emanation aufnehmen konnte. Man kann die Emanation auch elektrostatisch ansammeln.

In jedem Falle sind derartige Dichtheitsprüfungen so vorzunehmen, als wenn es sich um einen offenen Strahler entsprechender Aktivität handelt. Unsachgemäße Dichtigkeitsprüfungen können Undichtigkeiten vergrößern oder auch sogar erst hervorrufen! So können die verwendeten Flüssigkeiten zu Korrosionen auch von innen (!) führen, die erst später bemerkbar werden.

Weitere Einzelheiten über Fragen des Umgangs mit strahlenden Nukliden sind der Spezialliteratur zu entnehmen, hier z. B. [8, 32, 38].

11.4. Gesetzlicher Strahlenschutz

11.4.1. *Vorschriften und Richtlinien*

Um unsachgemäßem Verhalten, Unfällen und Gefährdungen beim Umgang mit radioaktiven Stoffen vorzubeugen, bestehen in den verschiedenen Kulturländern behördliche Bestimmungen, deren Nichtbeachtung unter Strafe gestellt ist. In der Bundesrepublik Deutschland sind in diesem Zusammenhang zur Zeit zu nennen:

Das Gesetz über die friedliche Verwendung der Kernenergie und den Schutz gegen ihre Gefahren, das sogenannte *Atomgesetz*, vom 23.12.1959 und die *Strahlenschutzverordnungen* (1. SSVO v. 24.6.1960, 2. SSVO v. 18.7.1964) in ihren jeweils neuesten Fassungen.
Außerdem existieren die *Normblätter* DIN 6804 Strahlenschutz beim Arbeiten mit geschlossenen radioaktiven Präparaten in medizinischen Betrieben, DIN 6843 Strahlenschutz beim Arbeiten mit radioaktivem Material in offener Form in medizinischen Betrieben, DIN 6808 Vorschriften für den Strahlenschutz in nichtmedizinischen Radiumbetrieben, DIN 6816 Filmdosimetrie zur Strahlenschutzüberwachung. Dazu kommen Vorschriften und Richtlinien einzelner Berufsgenossenschaften, wie die *Richtlinien zum Schutze gegen ionisierende Strahlen bei Verwendung und Lagerung offener radioaktiver Stoffe* (Berufsgenossenschaft der chemischen Industrie 1961), die *Unfallverhütungsvorschrift bei medizinischer Anwendung radioaktiver Stoffe* (Berufsgenossenschaft für Gesundheitsdienst und Wohlfahrtspflege), die *Richtlinien für geschlossene radioaktive Strahler – mit Ausnahme der medizinischen Anwendung* (Hauptverband der gewerblichen Berufsgenossenschaften). Auch allein an dieser Aufzählung mag zu erkennen sein, welch dringliches Anliegen der sachgemäße Umgang mit radioaktivem Material darstellt.

11.4.2. *Strahlenschutzverordnung*

Die zweite Strahlenschutzverordnung (2. SSVO) regelt die Verwendung von Strahlern in Schulen [48], während die erste Strahlenschutzverordnung (1. SSVO) allgemeingültigen Charakter hat [3, 16, 48]. Sie ist am 1. September 1960 in Kraft getreten und in ihrer 1. Fassung im Bundesgesetzblatt I/31 vom 30. Juni 1960 veröffentlicht. Die in ihr enthaltenen Daten über zulässige Dosiswerte, Dosisleistungen, Aktivitäten usf. entsprechen den Euratom-Normwerten, so daß in der Praxis eine wesentlich weiträumigere Gültigkeit erreicht wird.
Die 1. SSVO regelt den *Umgang* mit radioaktiven Stoffen bei Gewinnung, Erzeugung, Lagerung, Bearbeitung usw., die *Beseitigung, Beförderung, Ein- und Ausfuhr, Erwerb und Abgabe*. Sie schreibt hierfür *besondere Genehmigungen* vor, die nach bestimmten Verfahren und unter bestimmten Voraussetzungen zu erhalten sind. So ist zum Bezug radioaktiven Materials oder zum Aufstellen und Betreiben einer Vorrichtung mit radioaktiven Strahlern für die Genehmigung nachzuweisen, daß der betreffende Betrieb die erforderliche Zahl *Strahlenschutzverantwortliche* besitzt, die über mögliche Strahlengefährdungen und erforderliche Sicherheitsmaßnahmen die nötigen Kenntnisse haben. Auch müssen die notwendigen Meß- und Schutzeinrichtungen vorhanden sein. Schließlich muß für etwaige Schadenersatzverpflichtungen eine entsprechende Deckungsvorsorge getroffen sein. Für geringe Aktivitäten sind derartige Genehmigungen nicht erforderlich. Je nach der Toxizität des betreffenden Nuklids sind in der 1. SSVO sogenannte *Freigrenzen* für die Aktivität angegeben, bis zu der jeweils Bezug und Verwendung des betreffenden Strahlers genehmigungsfrei sind. Bei mittlerer Radiotoxizität beträgt diese Freigrenze 10 μCi. Bei genehmigungspflichtigen Strahlern höherer Aktivität können in der Umgebung des Strahlers höhere Strahlendosen aufgenommen werden. Deswegen werden durch die 1. SSVO um einen Strahler sogenannte *Kontrollbereiche* und Überwachungsbereiche festgelegt. Kontrollbereiche sind Bereiche, in denen man bei einem Aufenthalt von 40 Stunden je Woche eine höhere Jahresdosis als 1,5 rem erhalten kann. *Überwachungsbereiche* sind die an Kontrollbereiche anschließenden Gebiete, in denen man bei

dauerndem Aufenthalt eine Jahresdosis von mehr als 0,15 rem erhalten kann (vgl. 13.13.). Kontrollbereiche sind abzugrenzen und zu kennzeichnen. Personen, die dort tätig sind, gelten im Sinne der Verordnung als beruflich strahlenexponiert. Für diese Personen gelten bestimmte Überwachungsvorschriften. Sie dürfen daher auch höhere Dosiswerte aufnehmen als der übrige Personenkreis. Allgemein gilt die sogenannte *Lebensalterdosis:* Die bis zu einem Lebensalter von a Jahren aufgenommene Dosis D soll höchstens

$$\boldsymbol{D = 5 \cdot (a - 18)\ \text{rem}}$$

betragen. Personen unter 18 Jahren dürfen also nicht mit radioaktivem Material beruflich umgehen. Für die übrigen soll die Jahresdosis nicht über 5 rem betragen. Für Sonderfälle sind bestimmte Ausnahmevorschriften gegeben. Auch für Teilkörperbestrahlung sind entsprechend höhere Dosiswerte zugelassen.
Für beruflich nicht strahlenexponierte Personen gelten geringere Dosisbelastungswerte. Hier beträgt die höchste Jahresdosis bei Personen, die sich gelegentlich auch in Kontrollbereichen aufhalten, 1,5 rem; vor dem 18. Lebensjahr 0,5 rem und bei Personen, die sich dauernd in Überwachungsbereichen aufhalten, ebenfalls 0,5 rem. Personen, die das 18. Lebensjahr noch nicht vollendet haben, sowie schwangere oder stillende Frauen dürfen weder mit offenen Strahlern umgehen, noch in Kontrollbereichen tätig sein (vgl. 13.12.).
Im Anhang der ersten Strahlenschutzverordnung werden außer den Freigrenzen auch für jedes strahlende Nuklid die maximalen Konzentrationen (MZK-Werte) der Kontamination von Luft und Wasser angegeben. Das ist insbesondere für die Abluft und das Abwasser aus Arbeitsräumen von Bedeutung.
Besondere Vorschriften gelten sowohl für die Feststellung der Ortsdosis, wie der Personendosis, das Tragen von Taschendosimetern und Filmplaketten. Auch die Aufbewahrung der Meßwerte ist durch die Vorschrift geregelt.

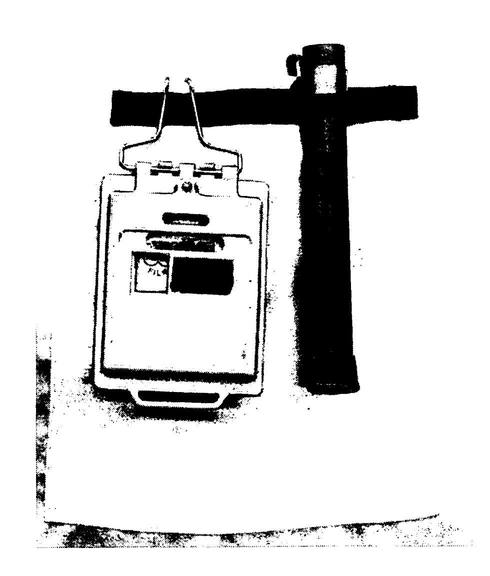


Bild 167.
Das Tragen von Filmplakette und Taschendosimeter
(vgl. auch die Bilder 32, 43 und 160)

Betriebsleiter und Strahlenschutzverantwortliche sind persönlich haftbar für die Durchführung der einzelnen Bestimmungen der Strahlenschutzverordnung. Ordnungswidrigkeiten werden mit Geldbuße geahndet und zwar bei Fahrlässigkeit bis zu DM 50000 und bei Vorsätzlichkeit bis zu DM 100000. Nicht nur aus diesen Gründen, sondern schon aus dem Bewußtsein der Verantwortung heraus, sollte jeder die in den Verordnungen gegebenen Richtlinien gewissenhaft beachten. Außerhalb des Literaturverzeichnisses wird hier daher auf Zusammenstellungen für die praktische Tätigkeit eines Strahlenschutzverantwortlichen hingewiesen, wie sie z. B. bei „*R. H. Müller:* Umgang mit radioaktiven Stoffen" gegeben sind.

12. Kurze Zusammenfassung kernphysikalischer Grundlagen zur Schnellinformation

12.1. Kernstrahlungen

Eigenschaften der α-Strahlen:

α-Strahlen sind schnell bewegte Heliumkerne (Ladung $= +2e$). v etwa $\frac{c}{20}$ (Größenordnung). *Eine* bestimmte für den Strahler charakteristische Energie. $E = \frac{m}{2} \cdot v^2$. Stärkstes Ionisationsvermögen. Geringe Reichweite in Luft. (Je 1 cm Luftweg entstehen 20...50000 Ionenpaare; stärkste Ionisierung am Ende der Reichweite.) Meist vorkommender Energiebereich zwischen 2 und 10 MeV.

Eigenschaften der β-Strahlen:

β-Strahlen sind schnell bewegte Elektronen. v bis um 99% der Lichtgeschwindigkeit. Kontinuierliches Energiespektrum mit für den Strahler charakteristischer Maximalenergie. $E = m \cdot c^2 - m_0 \cdot c^2$. Reichweite in Luft einige Meter, aber schon in Luft Streuung, daher keine geradlinigen Bahnen. Außerdem Ionisierungsvermögen. (Je 1 cm Luftweg 50...100 Ionenpaare.)
Entstehung: Kerne mit relativ viel Neutronen neigen dazu, daß sich ein Neutron in ein Proton umwandelt. Dabei entstehen Energie, ein Elektron und ein Antineutrino: $\mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p} + (E) + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}$. Das Antineutrino nimmt dem Elektron einen Teil der Energie fort, daher kontinuierliches β-Energiespektrum! Nur wenige Elektronen haben die Maximalenergie $E_{\max}$; die meisten etwa $\frac{1}{3}$ $E_{\max}$. Meist vorkommender Energiebereich $E_{\max}$ zwischen 18 keV und 4 MeV.

Eigenschaften der γ-Strahlen:

Reine Energiestrahlung in Quanten. $E = h \cdot \nu$. Bestimmte für den Strahler charakteristische Energien. Lichtgeschwindigkeit. Energie und Frequenz meist höher als bei Röntgenstrahlen. Sehr hohes Durchdringungsvermögen. Quadratisches Abstandsgesetz. Meist vorkommender Energiebereich zwischen 25 keV und 2,5 MeV.

Positronenstrahlen:

Es gibt (künstlich hergestellte) radioaktive Nuklide, deren Kerne relativ viel Protonen enthalten. Ist dann auch noch Energie[1]) vorhanden, so kann sich ein Proton in ein Neutron umwandeln: $p + (E) \rightarrow n + e^{+} + \nu$. Dabei entstehen ein Positron und ein Neutrino. Das Positron ist ein positiv geladenes Elektron. Positronenstrahlen entsprechen sonst den β-Strahlen. Sie erleiden durch Ionisierung Energieverluste. Nach Verbrauch der Energie zerstrahlt das Positron mit einem Elektron der Materie *(Vernichtungsstrahlung):* Es entstehen zwei Quanten in entgegengesetzten Richtungen von je 0,51 MeV, dem Energieäquivalent der Elektronenmasse.

Neutronenstrahlen:

Entstehen bei bestimmten Kernprozessen, z. B. $^{9}_{4}Be\,(\alpha, n)\,^{12}_{6}C$. Man unterscheidet schnelle Neutronen (MeV-Bereich), mittelschnelle Neutronen (keV-Bereich) und langsame Neutronen (eV-Bereich und geringer). Bei den langsamen Neutronen unterscheidet man thermische Neutronen (0,025 eV) und epithermische Neutronen (bis etwa 100 eV). (Noch langsamere Neutronen heißen „kalte Neutronen", die schnellsten Neutronen „relativistische Neutronen".)

Fajanssche Verschiebungssätze:

1. Bei α-Strahlung wird die Masse des Strahlers um 4 kleiner, seine Ordnungszahl um 2 kleiner.
2. Bei β-Strahlung wird die Masse des Strahlers nicht geändert, seine Ordnungszahl wird um 1 größer (bei Positronenstrahlung und bei K-Strahlung um 1 kleiner).
3. Bei γ-Strahlung ändert sich weder die Masse, noch die Ordnungszahl des Strahlers; der Kern gibt eine bestimmte Energie ab.

12.2. Wechselwirkungen Strahlung – Materie

γ-Effekte:

Photoeffekt: γ-Quant gibt ganze Energie für Ablösung eines Elektrons und kinetische Energie dieses Elektrons (das jetzt wie ein β-Strahl fortgeht). Absorption durch *Photoeffekt vermindert die Intensität,* aber nicht die Energie der γ-Strahlung.

Comptoneffekt: γ-Quant gibt einen Teil seiner Energie für Ablösung eines Elektrons und dessen kinetische Energie. Energierest wird als Comptonquant gestreut abgestrahlt. Energieminderung hängt mit Streuwinkel zusammen. Absorption durch *Comptoneffekt vermindert die γ-Energie,* aber nicht die Intensität.

1 Fehlt diese Energie, so neigt der Kern zur Umwandlung durch *Elektroneneinfang* aus der K-Schale. Folge: In diese Leerstelle stürzt dann ein äußeres Elektron, seine Energiedifferenz wird als *K-Strahlung* ausgestrahlt.

Paarbildungseffekt: γ-Quant (von mindestens 1,02 MeV) verwandelt sich in der Nähe eines schweren Kerns (in starkem elektrischen Feld) in Materie. Es entsteht ein Elektronenpaar, d. h. Elektron und Positron. Dieses erhält den Rest der γ-Energie als kinetische Energie. Absorption durch *Paarbildung vermindert die γ-Intensität,* aber nicht die Energie.
Energieabhängigkeit: Photoeffekte überwiegen bei geringeren Energien bis 0,5 MeV. Comptoneffekte überwiegen bei mittleren Energien. Paarbildungseffekte überwiegen bei höheren Energien (mehreren MeV) und sind überhaupt erst bei mindestens 1,02 MeV möglich.

β-Effekte:

β-Strahlen werden in der Materie absorbiert und gestreut. β-Streuung an Elektronen der Atomhüllen (gleiche Ladungen, Coulombsche Abstoßung) und durch Kernfelder. β-Absorption z. B. durch Energieabgabe bei Ionisationseffekten. β-Energieabgabe kann vollständig oder teilweise sein. Diese Energie wird dann von der Materie als Quantenstrahlung abgestrahlt (Bremsstrahlung). Die *Bremsstrahlung* hat daher ein kontinuierliches Energiespektrum.
Ein Ionisationseffekt erzeugt eine Elektronenleerstelle (Loch). Da hinein stürzt ein Elektron höherer Schale. Energiedifferenz wird als Quant ganz bestimmter Energie (charakteristisch für die betreffende Materie) abgestrahlt. (Charakteristische Strahlung.)

Allgemeines Absorptionsgesetz:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} = I_0 \cdot e^{-\mu^* \cdot b}$$

Massenabsorptionskoeffizient: $\mu^* = \frac{\mu}{\varrho}$

Massenbelegung = Dicke mal Dichte: $b = x \cdot \varrho$.

Das allgemeine Absorptionsgesetz setzt voraus, daß die gegebene Energie konstant ist. (μ, bzw. μ^*, ist energieabhängig.) Dann ist $\ln \frac{I}{I_0} = -\mu \cdot x$ in halblogarithmischen Koordinaten eine Gerade mit der konstanten Steigung $-\mu$. Der Absorptionskoeffizient läßt sich aus der Halbwertsdicke bestimmen: $\mu^* = \frac{0{,}693}{d_{\mathrm{H}}}$.
Bei γ-Strahlung bewirken die drei Absorptionseffekte (Photoeffekt, Comptoneffekt, Paarbildungseffekt), daß $\mu = \mu_{\mathrm{Ph}} + \mu_{\mathrm{C}} + \mu_{\mathrm{P}}$ ist. Das allgemeine Absorptionsgesetz gilt dann exakt nur für „schmalen Strahl", d. h. Abblendung aller Streustrahlung. Überall, wo γ-Strahlen auftreffen, gibt es durch Comptoneffekte Streustrahlungen. Daher für die Praxis und den Strahlenschutz hier

$$I = B \cdot I_0 \cdot e^{-\mu^* \cdot b} \quad (B \geqq 1)$$

mit dem „Aufbaufaktor" (Zuwachsfaktor, build-up-Faktor) B, dessen Größe von den geometrischen Verhältnissen, der Energie und der Materie abhängt und aus Diagrammen und Tabellen zu entnehmen ist.
Bei β-Strahlung ändert sich die Energieverteilung im Spektrum durch die Absorption. Daher hier keine Gerade als Absorptionskurve, sondern mit zunehmender Dicke andere μ-Werte. Empirische Absorptionsformeln.

β-Absorptionskoeffizient $\mu^* = \frac{\mu}{\varrho} = \frac{22}{\sqrt[3]{E_\beta^4}}$ bei $E_\beta > 0{,}5$ MeV.

Bei α-Strahlung Reichweite in Luft (nach Geiger):

$$R_m(\alpha) = 0{,}325 \cdot \sqrt{E_\alpha^3} \quad (E_\alpha \text{ in MeV}, R_m \text{ in cm}).$$

Wechselwirkungen Neutronenstrahlung – Materie:

Aktivierung: Kern wird durch Neutronenaufnahme radioaktiv. Verschiedene Prozesse möglich, z. B. (n, α)-Prozeß, (n, γ)-Prozeß.

Nachweis langsamer Neutronen durch (n, α)-Reaktionen, wie z. B. mit dem Borisotop B-10: ${}^{10}_{5}B\ (n, \alpha)\ {}^{7}_{3}Li$.

Moderierung: Verlangsamung schneller Neutronen; ist nur möglich, wenn Kerne 1. nicht mit den Neutronen reagieren (Aktivierung) und 2. durch Zusammenstöße ihnen Energie entziehen. Dafür sind leichtere Kerne geeigneter. Beim Wasserstoff ist das Massenverhältnis Neutron : Kern = 1 : 1, da kann bei einem einzigen zentralen Stoß das Neutron bereits alle Energie verlieren und zum thermischen Neutron werden. Das Proton nimmt die Energie auf: Protonenstrahl (auch bei schwereren Kernen entstehen solche „Rückstoßkerne"). Wasserstoffhaltiges Material dient daher zum *Nachweis schneller Neutronen* mittels Rückstoßprotonen; gebräuchliche Moderatoren: H, D, C.

Absorption: Mittelschnelle und langsame Neutronen werden von manchen Kernen aufgenommen, ohne daß eine weitere Reaktion erfolgt. Dies tritt besonders bei jeweils ganz bestimmten Energien auf: sogenannte Energie-Resonanz-Stellen. Gebräuchliche Absorber: Li, B, Cd. Während sich für γ-Absorption Stoffe hoher Dichte und Massenzahl eignen, verwendet man im Strahlenschutz für n-Absorption in erster Linie leichte Stoffe (Moderatoren) und erst dann Absorber. Freie Neutronen zerfallen mit $T_H = 13$ min. Es bildet sich Wasserstoff.

Kernspaltung: Bestimmte schwere Kerne spalten sich bei Aufnahme eines Neutrons in zwei mittelschwere Kerne unter Abstrahlung einiger energiereicher Neutronen. Bekanntestes Beispiel: Spaltung von U-235 durch thermische Neutronen. Massenverhältnis der Spaltprodukte annähernd 2:3. Spaltprodukte meist β-Strahler. (Neutronennachweis in Spaltkammer, Spaltzählrohr.) Je Spaltung entstehen 2 bis 3 schnelle Neutronen. Nach Moderation können diese weitere Kerne spalten. Kettenreaktion. Voraussetzung: kritische Menge. Je Spaltung werden etwa 200 MeV frei.

12.3. Wichtigste Strahlendetektoren

a) *GM-Zählrohre* (Auslösezählrohre). Ansprechwahrscheinlichkeit: α, β ca. 100%, γ ca. 1%. Impulsrate von Betriebsspannung U ziemlich unabhängig (Plateau). Impulshöhe von Primärionisation (Energie) unabhängig. Auflösungsvermögen mittelmäßig, Auflösungszeit 10 ··· 300 µsec. Lebensdauer beschränkt: organisch gelöscht etwa 10^8 Imp, halogen gelöscht etwa 10^9 Imp.

b) *Proportionalzählrohre.* Ansprechwahrscheinlichkeit wie bei GM-Zählrohren. Impulsrate und Impulshöhe von Betriebsspannung U und von Primärionisation (Energie) abhängig. Impulshöhe wesentlich geringer als bei GM-Zählrohren. Auflösungsvermögen gut, Auflösungszeit um 1 µsec. Lebensdauer wesentlich größer als bei GM-Zählrohren.

c) *Ionisationskammern* (Ionenkammern). Ansprechwahrscheinlichkeit wie bei Zählrohren. Ionisationsstrom von Betriebsspannung unabhängig (Sättigungsbereich). Ionisationsstrom jedoch abhängig von Strahlenart und Strahlenintensität.
Auflösungsvermögen sehr gering, hohe gute Verstärkung nötig. Lebensdauer nicht beschränkt.
d) *Szintillationszähler*. Hohe Ansprechwahrscheinlichkeit auch für γ-Strahlen. Impulsrate und Impulshöhe von Betriebsspannung U abhängig. Impulshöhe zur Strahlenenergie proportional. Auflösungsvermögen gut, Auflösungszeit um 1 μsec. Spannung und Temperatur müssen konstant sein. Aufwendig, doch hohe Lebensdauer.

13. Tabellen

13.1. Äquivalente Energie- und Massenwerte

	erg (10^{-7} J)	MeV	u	g
1 erg ≙	1	$6{,}2418 \cdot 10^{5}$	670,117	$1{,}1126 \cdot 10^{-21}$
1 MeV ≙	$1{,}6021 \cdot 10^{-6}$	1	$1{,}0736 \cdot 10^{-3}$	$1{,}7826 \cdot 10^{-27}$
1 u ≙	$1{,}4923 \cdot 10^{-3}$	931,446	1	$1{,}6603 \cdot 10^{-24}$
1 g ≙	$8{,}9876 \cdot 10^{20}$	$5{,}6099 \cdot 10^{26}$	$6{,}0228 \cdot 10^{23}$	1

13.2. Elementarteilchen

Teilchengruppe	Teilchen	Symbol	Ladung	Ruhmasse $m_e = 1$	T_H
	Lichtquant	γ	0	0	∞
Leptonen (leichte Teilchen)	Neutrino Antineutrino	ν $\bar{\nu}$	0 0	$\sim 2 \cdot 10^{-3}$	∞
	Positron Elektron	e^{+} e, e^{-}	$+e$ $-e$	1	∞
	Myonen[1])	$\mu^{\pm}$	$\pm e$ oder 0	$2 \cdot 10^{2}$ bis 10^{3}	$2 \cdot 10^{-6}$ sec bis $2 \cdot 10^{-16}$ sec
Mesonen (mittelschwere Teilchen)	Pionen K-Mesonen Θ-Mesonen	$\pi^{\pm}, \pi^{0}$ $K^{\pm}$ $\Theta^{\pm}, \Theta^{0}$			

1 Die Myonen werden wegen ihres physikalischen Verhaltens zu den Leptonen gezählt.

13.2. **Elementarteilchen** (Fortsetzung)

Teilchengruppe	Teilchen	Symbol	Ladung	Ruhmasse $m_e = 1$	T_H
Baryonen (schwere Teilchen)	Proton	p	$+e$	1836,1	∞
	Antiproton	$\overline{p}$	$-e$		
	Neutron	n	0	1838,6	13 min
	Antineutron	$\overline{n}$	0		
	Hyperonen	Λ^0, Σ^0, $\Sigma^\pm$, Ξ^0, $\Xi^\pm$	$\pm e$ oder 0	$2 \cdot 10^3$ bis $3 \cdot 10^3$	um 10^{-10} sec

13.3. **Übersicht zum Atomaufbau**

Atom besteht aus	Kern und	Hülle
Größenordnung (∅)	10^{-12} cm	10^{-8} cm
Bestandteile	Nukleonen (Protonen und Neutronen)	Elektronen in verschiedenen Schalen (K, L, M, ...) und Bahnen
Masse	Nukleonenzahl ist Massenzahl des Atoms $m_p = 1{,}672 \cdot 10^{-24}$ g $m_n = 1{,}675 \cdot 10^{-24}$ g	verschwindend kleine Masse $m_e = 9{,}108 \cdot 10^{-28}$ g
	Protonenzahl ist Ordnungszahl des Atoms	Elektronenzahl entspricht der Ordnungszahl
Ladung	Proton: $+e$ Neutron: 0	Elektron: $-e$
Eigenschaften	Kern nimmt an chemischen Prozessen nicht teil	Hülle bedingt chemische Eigenschaften
Strahlung	Kernstrahlungen	Lichtabsorption und -emission (Elektronensprung)

13.4. Das Periodensystem der Elemente

Periode	Gruppe 0	a I b	a II b	a III b	a IV b	a V b
	Maximale Wertigkeit zu Wasserstoff Sauerstoff	 1 1	 2 2	 3 3	 4 4	 3 5
1	**0 n** Neutron 1,009	**1 H** Wasserstoff 1,008				
2	**2 He** Helium 4,003	**3 Li** Lithium 6,939	**4 Be** Beryllium 9,012	**5 B** Bor 10,81	**6 C** Kohlenstoff 12,011	**7 N** Stickstoff 14,007
3	**10 Ne** Neon 20,183	**11 Na** Natrium 22,990	**12 Mg** Magnesium 24,31	**13 Al** Aluminium 26,98	**14 Si** Silicium 28,09	**15 P** Phosphor 30,97
4	**18 Ar** Argon 39,948	**19 K** Kalium 39,102	**20 Ca** Calcium 40,08	**21 Sc** Scandium 44,96	**22 Ti** Titan 47,90	**23 V** Vanadium 50,94
		29 Cu Kupfer 63,54	**30 Zn** Zink 65,37	**31 Ga** Gallium 69,72	**32 Ge** Germanium 72,59	**33 As** Arsen 74,92
5	**36 Kr** Krypton 83,80	**37 Rb** Rubidium 85,47	**38 Sr** Strontium 87,62	**39 Y** Yttrium 88,91	**40 Zr** Zirkonium 91,22	**41 Nb** Niob 92,91
		47 Ag Silber 107,87	**48 Cd** Cadmium 112,40	**49 In** Indium 114,82	**50 Sn** Zinn 118,69	**51 Sb** Antimon 121,75
6	**54 Xe** Xenon 131,30	**55 Cs** Caesium 132,91	**56 Ba** Barium 137,34	**57 . . . 71** (1) siehe unten	**72 Hf** Hafnium 178,49	**73 Ta** Tantal 180,95
		79 Au Gold 196,97	**80 Hg** Quecksilber 200,59	**81 Tl** Thallium 204,37	**82 Pb** Blei 207,19	**83 Bi** Wismut 208,98
7	**86 Rn** Radon 222	**87 Fr** Francium 223	**88 Ra** Radium 226,05	**89 . . . 103** (2) siehe unten		

(1) Lanthaniden

57 La	**58 Ce**	**59 Pr**	**60 Nd**	**61 Pm**	**62 Sm**	**63 Eu**	**64 Gd**
Lanthan	Cer	Praseodym	Neodym	Prome-thium	Samarium	Europium	Gado-linium
138,91	140,12	140,91	144,24		150,35	151,96	157,25

(2) Actiniden

89 Ac	**90 Th**	**91 Pa**	**92 U**	**93 Np**	**94 Pu**	**95 Am**	**96 Cm**
Actinium	Thorium	Protacti-nium	Uran	Neptunium	Plutonium	Americium	Curium
227	232,04	231	238,03				

a VI b	a VII b	VIII			0	Schale
2 6	1 7		0 8		0 0	
					2 He Helium 4,003	K
8 O Sauerstoff 15,999	**9 F** Fluor 19,00				**10 Ne** Neon 20,183	L
16 S Schwefel 32,06	**17 Cl** Chlor 35,45				**18 Ar** Argon 39,948	M
24 Cr Chrom 52,00	**25 Mn** Mangan 54,94	**26 Fe** Eisen 55,85	**27 Co** Kobalt 58,93	**28 Ni** Nickel 58,71		N
34 Se Selen 78,96	**35 Br** Brom 79,91				**36 Kr** Krypton 83,80	
42 Mo Molybdän 95,94	**43 Tc** Technetium	**44 Ru** Ruthenium 101,07	**45 Rh** Rhodium 102,91	**46 Pd** Palladium 106,4		O
52 Te Tellur 127,60	**53 J** Jod 126,90				**54 Xe** Xenon 131,30	
74 W Wolfram 183,85	**75 Re** Rhenium 186,2	**76 Os** Osmium 190,2	**77 Ir** Iridium 192,2	**78 Pt** Platin 195,09		P
84 Po Polonium 210	**85 At** Astatin 218				**86 Rn** Radon 222	
						Q

65 Tb Terbium 158,92	**66 Dy** Dysprosium 162,50	**67 Ho** Holmium 164,93	**68 Er** Erbium 167,26	**69 Tm** Thulium 168,93	**70 Yb** Ytterbium 173,04	**71 Lu** Lutetium 174,97
97 Bk Berkelium	**98 Cf** Californium	**99 Es** Einsteinium	**100 Fm** Fermium	**101 Md** Mendelevium	**102 No** Nobelium	**103 Lw** Lawrencium

13.5. Tabelle der natürlichen Nuklide

Ord.-zahl	Element	Massenzahlen der natürlich vorkommenden Isotope (in Klammern ihre prozentuale Häufigkeit)						
1	Wasserstoff	1 (99, 98)	2 (0,015)	3				
2	Helium	3 (10^{-4})	4 (99,99)					
3	Lithium	6 (7,42)	7 (92,58)					
4	Beryllium	9 (100)						
5	Bor	10 (19,61)	11 (80,39)					
6	Kohlenstoff	12 (98,89)	13 (1,107)	14				
7	Stickstoff	14 (99,63)	15 (0,366)					
8	Sauerstoff	16 (99,76)	17 (0,037)	18 (0,204)				
9	Fluor	19 (100)						
10	Neon	20 (90,92)	21 (0,257)	22 (8,82)				
11	Natrium	23 (100)						
12	Magnesium	24 (78,70)	25 (10,13)	26 (11,17)				
13	Aluminium	27 (100)						
14	Silicium	28 (92,21)	29 (4,70)	30 (3,09)				
15	Phosphor	31 (100)						
16	Schwefel	32 (95,0)	33 (0,760)	34 (4,22)	36 (0,014)			
17	Chlor	35 (75,53)	37 (24,47)					
18	Argon	36 (0,337)	38 (0,06)	40 (99,60)				
19	Kalium	39 (93,10)	40 (0,012)	41 (6,88)				
20	Calcium	40 (96,97)	42 (0,64)	43 (0,145)	44 (2,06)	46 (0,003)	48 (0,185)	
21	Scandium	45 (100)						
22	Titan	46 (7,93)	47 (7,28)	48 (73,94)	49 (5,51)	50 (5,34)		
23	Vanadium	50 (0,24)	51 (99,76)					
24	Chrom	50 (4,31)	52 (83,76)	53 (9,55)	54 (2,38)			
25	Mangan	55 (100)						
26	Eisen	54 (5,82)	56 (91,66)	57 (2,19)	58 (0,33)			
27	Kobalt	59 (100)						
28	Nickel	58 (67,88)	60 (26,23)	61 (1,19)	62 (3,66)	64 (1,08)		
29	Kupfer	63 (69,09)	65 (30,91)					
30	Zink	64 (48,89)	66 (27,81)	67 (4,11)	68 (18,57)	70 (0,62)		
31	Gallium	69 (60,4)	71 (39,6)					
32	Germanium	70 (20,52)	72 (27,43)	73 (7,76)	74 (36,54)	76 (7,76)		
33	Arsen	75 (100)						
34	Selen	74 (0,87)	76 (9,02)	77 (7,58)	78 (23,52)	80 (49,82)	82 (9,19)	
35	Brom	79 (50,54)	81 (49,46)					
36	Krypton	78 (0,354)	80 (2,27)	82 (11,56)	83 (11,55)	84 (56,90)	86 (17,37)	
37	Rubidium	85 (72,15)	87 (27,85)					
38	Strontium	84 (0,56)	86 (9,86)	87 (7,02)	88 (82,56)			
39	Yttrium	89 (100)						
40	Zirkonium	90 (51,46)	91 (11,23)	92 (17,11)	94 (17,40)	96 (2,80)		
41	Niob	93 (100)						
42	Molybdän	92 (15,84)	94 (9,04)	95 (15,72)	96 (16,53)	97 (9,46)	98 (23,78)	100 (9,63)
43	Technetium							
44	Ruthenium	96 (5,51)	98 (1,87)	99 (12,72)	100 (12,62)	101 (17,07)	102 (31,61)	104 (18,58)
45	Rhodium	103 (100)						
46	Palladium	102 (0,96)	104 (10,97)	105 (22,23)	106 (27,33)	108 (26,71)	110 (11,81)	
47	Silber	107 (51,35)	109 (48,65)					

51	Antimon	121 (57,25)	123 (42,75)							
52	Tellur	120 (0,089)	122 (2,46)	123 (0,87)	124 (4,61)	125 (6,99)	126 (18,71)	128 (31,79)	130 (34,48)	
53	Jod	127 (100)								
54	Xenon	124 (0,096)	126 (0,090)	128 (1,919)	129 (26,44)	130 (4,08)	131 (21,18)	132 (26,89)	134 (10,44)	136 (8,87)
55	Cäsium	133 (100)								
56	Barium	130 (0,101)	132 (0,097)	134 (2,42)	135 (6,59)	136 (7,81)	137 (11,32)	138 (71,66)		
57	Lanthan	138 (0,089)	139 (99,91)							
58	Cer	136 (0,193)	138 (0,250)	140 (88,48)	142 (11,07)					
59	Praseodym	141 (100)								
60	Neodym	142 (27,11)	143 (12,17)	144 (23,85)	145 (8,30)	146 (17,22)	148 (5,73)	150 (5,62)		
61	Promethium									
62	Samarium	144 (3,09)	147 (14,97)	148 (11,24)	149 (13,83)	150 (7,44)	152 (26,72)	154 (22,71)		
63	Europium	151 (47,82)	153 (52,18)							
64	Gadolinium	152 (0,20)	154 (2,15)	155 (14,73)	156 (20,47)	157 (15,68)	158 (24,87)	160 (21,90)		
65	Terbium	159 (100)								
66	Dysprosium	156 (0,052)	158 (0,090)	160 (2,294)	161 (18,88)	162 (25,53)	163 (24,97)	164 (28,18)		
67	Holmium	165 (100)								
68	Erbium	162 (0,136)	164 (1,56)	166 (33,41)	167 (22,94)	168 (27,07)	170 (14,88)			
69	Thulium	169 (100)								
70	Ytterbium	168 (0,135)	170 (3,03)	171 (14,31)	172 (21,82)	173 (16,13)	174 (31,84)	176 (12,73)		
71	Lutetium	175 (97,41)	176 (2,59)							
72	Hafnium	174 (0,18)	176 (5,20)	177 (18,50)	178 (27,14)	179 (13,75)	180 (35,24)			
73	Tantal	180 (0,012)	181 (99,99)							
74	Wolfram	180 (0,135)	182 (26,41)	183 (14,40)	184 (30,64)	186 (28,41)				
75	Rhenium	185 (37,07)	187 (62,93)							
76	Osmium	184 (0,018)	186 (1,59)	187 (1,64)	188 (13,3)	189 (16,1)	190 (26,4)	192 (41,0)		
77	Iridium	191 (37,3)	193 (62,7)							
78	Platin	190 (0,013)	192 (0,78)	194 (32,9)	195 (33,8)	196 (25,3)	198 (7,21)			
79	Gold	197 (100)								
80	Quecksilber	196 (0,146)	198 (10,02)	199 (16,84)	200 (23,13)	201 (13,22)	202 (29,80)	204 (6,85)		
81	Thallium	203 (29,50)	205 (70,50)							
82	Blei	204 (1,48)	206 (23,6)	207 (22,6)	208 (52,3)					
83	Wismut	209 (100)								
84	Polonium	210 (100)	211	212	214	215	216	218		
85	Astatin	216	218 (100)							
86	Radon	219	220	222 (100)						
87	Francium	223 (100)								
88	Radium	223	224	226 (100)	228					
89	Actinium	227 (100)	228							
90	Thorium	227	228	230	231	232 (100)	234			
91	Protactinium	231 (100)	234							
92	Uran	234 (0,0056)	235 (0,72)	238 (99,27)						
93	Neptunium									
94	Plutonium									
95	Americium									
96	Curium									
97	Berkelium									
98	Californium									
99	Einsteinium									
100	Fermium									
101	Mendelevium									
102	Nobelium									
103	Lawrencium									

13.6. Diagramm der Nuklide



13.7. Relative Atommassen A_r

in atomaren Masseneinheiten u (d. h. bezogen auf den genauen Wert 12 für die relative Atom-Masse des Kohlenstoffisotops ^{12}C).

Name	Symbol	Ord.-zahl	A_r	Name	Symbol	Ord.-zahl	A_r
Aluminium	Al	13	26,9815	Neodym	Nd	60	144,24
Antimon	Sb	51	121,75	Neon	Ne	10	20,183
Argon	Ar	18	39,948	Nickel	Ni	28	58,71
Arsen	As	33	74,9216	Niob	Nb	41	92,906
Barium	Ba	56	137,34	Osmium	Os	76	190,2
Beryllium	Be	4	9,0122	Palladium	Pd	46	106,4
Blei	Pb	82	207,19	Phosphor	P	15	30,9738
Bor	B	5	10,811	Platin	Pt	78	195,09
Brom	Br	35	79,909	Praseodym	Pr	59	140,907
Cadmium	Cd	48	112,40	Quecksilber	Hg	80	200,59
Calcium	Ca	20	40,08	Rhenium	Re	75	186,2
Cäsium	Cs	55	132,905	Rhodium	Rh	45	102,905
Cer	Ce	58	140,12	Rubidium	Rb	37	85,47
Chlor	Cl	17	35,453	Ruthenium	Ru	44	101,07
Chrom	Cr	24	51,996	Samarium	Sm	62	150,35
Dysprosium	Dy	66	162,50	Sauerstoff	O	8	15,9994
Eisen	Fe	26	55,847	Scandium	Sc	21	44,956
Erbium	Er	68	167,26	Schwefel	S	16	32,064
Europium	Eu	63	151,96	Selen	Se	34	78,96
Fluor	F	9	18,9984	Silber	Ag	47	107,870
Gadolinium	Gd	64	157,25	Silicium	Si	14	28,086
Gallium	Ga	31	69,72	Stickstoff	N	7	14,0067
Germanium	Ge	32	72,59	Strontium	Sr	38	87,62
Gold	Au	79	196,967	Tantal	Ta	73	180,948
Hafnium	Hf	72	178,49	Tellur	Te	52	127,60
Helium	He	2	4,0026	Terbium	Tb	65	158,924
Holmium	Ho	67	164,930	Thallium	Tl	81	204,37
Indium	In	49	114,82	Thorium	Th	90	232,038
Iridium	Ir	77	192,2	Thulium	Tm	69	168,934
Jod	J	53	126,9044	Titan	Ti	22	47,90
Kalium	K	19	39,102	Uran	U	92	238,03
Kobalt	Co	27	58,9332	Vanadium	V	23	50,942
Kohlenstoff	C	6	12,01115	Wasserstoff	H	1	1,00797
Krypton	Kr	36	83,80	Wismut	Bi	83	208,980
Kupfer	Cu	29	63,54	Wolfram	W	74	183,85
Lanthan	La	57	138,91	Xenon	Xe	54	131,30
Lithium	Li	3	6,939	Ytterbium	Yb	70	173,04
Lutetium	Lu	71	174,97	Yttrium	Y	39	88,905
Magnesium	Mg	12	24,312	Zink	Zn	30	65,37
Mangan	Mn	25	54,9381	Zinn	Sn	50	118,69
Molybdän	Mo	42	95,94	Zirkonium	Zr	40	91,22
Natrium	Na	11	22,9898				

Die Atommassen A_r sind mit so vielen Dezimalstellen angegeben, daß die letzte Ziffer auf $\pm$ 0,5 gesichert erscheint. Ausnahmen hiervon wegen natürlicher Schwankungen der Isotopen-Zusammensetzung oder experimenteller Unsicherheiten: Bor $\pm$ 0,003, Brom $\pm$ 0,002, Chlor $\pm$ 0,001, Chrom $\pm$ 0,001, Eisen $\pm$ 0,003, Kohlenstoff $\pm$ 0,00005,

Sauerstoff ± 0,0001, Silber ± 0,003, Silicium ± 0,001, Schwefel ± 0,003, Wasserstoff ± 0,00001.

(Radioaktive Elemente, deren Atommassen in erheblichem Maße von ihrer Herkunft und Art der künstlichen Darstellung abhängen, wurden nicht berücksichtigt.)
[Deutsches Atomforum e.V., Bonn]

13.8. Der totale Massenschwächungskoeffizient $\mu^* = \frac{\mu}{\varrho}$

angegeben in $\frac{cm^2}{g}$

γ-Energie MeV	Luft	biol. Gewebe	H_2O	Normal-beton	Al	Fe	Pb
0,1	0,151	0,163	0,167	0,169	0,161	0,344	5,29
0,2	0,123	0,132	0,136	0,124	0,120	0,138	0,896
0,4	0,0953	0,100	0,106	0,0954	0,0922	0,0919	0,208
0,6	0,0804	0,0867	0,0896	0,0804	0,0777	0,0762	0,114
0,8	0,0706	0,0761	0,0786	0,0706	0,0683	0,0664	0,836
1,0	0,0655	0,0683	0,0706	0,0635	0,0614	0,0595	0,0684
1,5	0,0517	0,0556	0,0575	0,0517	0,0500	0,0485	0,0512
2,0	0,0445	0,0478	0,0493	0,0445	0,0432	0,0424	0,0457
3	0,0357	0,0384	0,0396	0,0363	0,0353	0,0361	0,0421
4	0,0307	0,0329	0,0339	0,0317	0,0310	0,0330	0,0420
5	0,0274	0,0292	0,0301	0,0287	0,0282	0,0313	0,0426

(Nähere Angaben vergleiche [34].)

13.9. Praktische γ-Abschirmwirkung verschiedenen Materials

„Bleigleichwerte“ (etwaige Richtwerte)

bei einer γ-Energie MeV	Der γ-Abschirmwirkung von 1 cm Blei entsprechen Eisen cm	Beton cm	Wasser cm
0,5	3,5	7,5	25
0,75	2,5	6,5	17
1,0	2,0	6,0	15
1,5	1,7	5,5	11
2	1,8	5,0	12
3	1,8	6,0	13
6	2,0	7,0	17
8	2,2	9,0	20

13.10. Aufbaufaktoren B abhängig von $\mu \cdot x$ (nach [42])

γ-Energie MeV	H_2O			Al		
	$\mu \cdot x = 2$	$\mu \cdot x = 4$	$\mu \cdot x = 10$	$\mu \cdot x = 2$	$\mu \cdot x = 4$	$\mu \cdot x = 10$
0,5	5,14	14,3	77,6	4,24	9,47	38,9
2	2,77	4,88	12,4	2,61	4,62	11,9
10	1,63	2,22	3,82	1,55	2,12	3,96

γ-Energie MeV	Fe			Pb		
	$\mu \cdot x = 2$	$\mu \cdot x = 4$	$\mu \cdot x = 10$	$\mu \cdot x = 2$	$\mu \cdot x = 4$	$\mu \cdot x = 10$
0,5	3,09	5,98	19,23	1,42	1,69	1,23
2	2,38	4,08	10,47	1,76	2,51	1,58
10	1,42	1,95	4,35	1,23	4,84	4,34

13.11. Maßeinheiten für Aktivität und Dosis

Aktivität

Curie (Ci)

1 Ci $\triangleq 3{,}7 \cdot 10^{10}$ Zps (Zerfälle pro Sekunde)

1 Ci $= 10^3$ mCi $= 10^6$ μCi $= 10^9$ nCi $= 10^{12}$ pCi

Rutherford (rd)

1 rd $\triangleq 10^6$ Zps (Zps = tps, transmutations per sec)

1 rd = 27,03 μCi

Stat (st)

1 st = 0,364 μCi $= 13{,}5 \cdot 10^{-3}$ rd

Die *spezifische Aktivität* ist die Aktivität eines strahlenden Stoffes je Gramm dieses Stoffes Ci/g.

Eman (em)

1 em $= 10^{-10}$ Ci je Liter = 100 pCi je Liter

Mache-Einheit (ME)

1 ME $= 10^{-3}$ Stat je Liter $= 3{,}64 \cdot 10^{-10}$ Ci je Liter

Dosis

Energiedosiseinheit rad (radiation absorbed dosis)

$$1\,\text{rad} = 10^{-2}\,\frac{\text{W}\cdot\text{s}}{\text{kg}} = 100\,\frac{\text{erg}}{\text{g}}$$

Ionendosiseinheit Röntgen (R)

1 R erzeugt in 1 cm³ trockener Luft 1 el. st. Ladungseinheit

$$1\,\text{R} = 2{,}58\cdot 10^{-4}\,\frac{\text{A}\cdot\text{s}}{\text{kg}} \qquad \text{(DIN 6814)}$$

Dosisäquivalent D_e, Einheit rem

$1\,\text{rem} = Q\cdot 1\,\text{rad}$

Q Qualitätsfaktor (manchmal noch durch *RBW* ausgedrückt)

$Q(\text{Rö}) = 1$; $Q(\gamma) = 1$; $Q(\beta) = 1$; $Q(n_{th}) = 2, \cdots, 5$; $Q(n_s) \approx 10$; $Q(p) \approx 10$; $Q(\alpha) = 10$.
Für schwere Rückstoßkerne ist $Q \approx 20$.

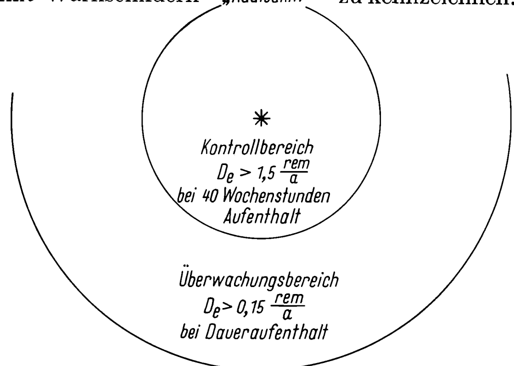
13.12. Personendosis

Höchstzulässige Jahresdosiswerte und daraus folgende Dosisleistungen.

Personengruppe	beruflich strahlenexponierte Personen	nicht beruflich strahlenexponierte Personen	
		bei gelegentlichem Aufenthalt in Kontrollbereichen	bei dauerndem Aufenthalt in Überwachungsbereichen
Höchstzulässige Jahresdosis	$5\,\frac{\text{rem}}{\text{a}}$ (davon höchstens 3 rem in 13 Wochen)	$1{,}5\,\frac{\text{rem}}{\text{a}}$	$0{,}5\,\frac{\text{rem}}{\text{a}}$
Bei laufend gleicher Strahlenbelastung ergibt sich dabei als Wochendosis	$100\,\frac{\text{mrem}}{\text{Woche}}$	$30\,\frac{\text{mrem}}{\text{Woche}}$	$10\,\frac{\text{mrem}}{\text{Woche}}$
Tagesdosis	$20\,\frac{\text{mrem}}{\text{d}}$ wöchentlich 5 d oder 40 Stunden	$6\,\frac{\text{mrem}}{\text{d}}$ wöchentlich 5 d oder 40 Stunden	$1{,}4\,\frac{\text{mrem}}{\text{d}}$ wöchentlich 7 d, tägl. 24 Stunden
Stundendosis	$2{,}5\,\frac{\text{mrem}}{\text{h}}$	$0{,}75\,\frac{\text{mrem}}{\text{h}}$	$0{,}06\,\frac{\text{mrem}}{\text{h}}$

13.13. Strahlenschutzbereiche

Kontrollbereiche sind abzugrenzen. Die Absperrung ist mit Warnschildern „Radioaktiv" zu kennzeichnen.



Bei dauernd gleichbleibenden Dosisleistungen würden die Grenzwerte für den Kontrollbereich $D_e > 0{,}75 \frac{\text{mrem}}{\text{h}}$ und für den Überwachungsbereich $D_e > 17 \frac{\mu\text{rem}}{\text{h}}$ sein.

13.14. Spezifische Aktivitäten und maximal zulässige Konzentration in Wasser (MZK der 1. SSVO, Einzelwerte siehe dort [3, 48].)

	$\frac{\mu\text{Ci}}{\text{cm}^3}$	MZK-Trinkwasser = 1
Maximal zulässige Konzentration in Wasser (nicht analysiert)	$1 \cdot 10^{-7}$	1
Maximal zulässige Konzentration in Wasser (nicht analysiert, jedoch frei von Ra-226 und Ra-228)	$1 \cdot 10^{-6}$	10
Lösung 180 g K_2CO_3 in 1 l H_2O	$1 \cdot 10^{-5}$	100
Quelle Bad Gastein	$5 \cdot 10^{-5}$	500
Quelle Joachimsthal	$2 \cdot 10^{-4}$	2000
Quelle Oberschlema	$1 \cdot 10^{-3}$	10000

(Spez. Aktiv. nach TV61–12908 AEG.)

14. Auszug aus einführender und weiterführender Literatur

[1] *Adam, H.:* Einführung in die Kerntechnik. München: Oldenbourg Verlag 1967.

[2] *Aglinzew, K. K.:* Dosimetrie ionisierender Strahlung. Berlin: VEB Wissenschaften Verlag 1961.

[3] *Beck, H. R.:* Die Strahlenschutzverordnungen, Kommentar Band 1. Berlin: Franz Vahlen Verlag 1961.

[4] *Bowen, J. H.*, und *E. F. O. Masters:* Steuerung und Instrumentierung von Reaktoren. Braunschweig: Vieweg Verlag 1961.

[5] *Braunbeck, W.:* Grundbegriffe der Kernphysik. München: Thiemig Verlag 1958.

[6] *Broda, E.* und *Th. Schönfeld:* Die technische Anwendung der Radioaktivität. Leipzig: VEB Grundstoffindustrie Verlag 1962.

[7] BWF-Reihe Strahlenschutz. H. 11: Die berufliche Strahlenbelastung (mit Ergänzungsheft). München: Gersbach Verlag 1959.

[8] BWF-Reihe Strahlenschutz. H. 14: Sicherheitsmaßnahmen beim Umgang mit Radioisotopen. München: Gersbach Verlag 1960.

[9] BWF-Reihe Strahlenschutz. H. 24: Ärztliche Überwachung von Beschäftigten in Strahlenbetrieben. München: Gersbach Verlag 1963.

[10] BWF-Reihe Strahlenschutz. H. 28: Die Strahlengefährdung des Menschen. München: Gersbach Verlag 1966.

[11] *Cahen, G.*, und *P. Treille:* Kernenergiekunde für Ingenieure. Düsseldorf: VDI Verlag 1960.

[12] *Duivenstijn, A. J.*, und *L. A. J. Venverloo:* Praktische Gamma-Spektrometrie. Eindhoven: Philips Verlag 1964.

[13] *Erwall, L. G., H. G. Forsberg* und *K. Ljunggren:* Radioaktive Isotope in der Technik. Braunschweig: Vieweg Verlag 1965.

[14] *Fassbender, H.:* Einführung in die Meßtechnik der Kernstrahlung. Stuttgart: Thieme Verlag 1962.

[15] *Fassbender, J.:* Einführung in die Reaktorphysik für Kerntechniker. München: Thiemig Verlag 1967.

[16] *Fischerhof, H.:* Atomgesetz, Erste Strahlenschutzverordnung. Baden-Baden: Lutzeyer Verlag 1960.

[17] *Finkelnburg, W.:* Einführung in die Atomphysik. Berlin: Springer Verlag 1964.

[18] *Friedländer, G.*, und *J. W. Kennedy:* Lehrbuch der Kern- und Radiochemie. München: Thiemig Verlag 1962.

[19] *Frost, D.:* Praktischer Strahlenschutz. Berlin: de Gruyter und Co. Verlag 1960.

[20] *Frost, B. R. T.*, und *M. B. Waldron:* Reaktorwerkstoffe. Braunschweig: Vieweg Verlag 1962.

[21] *Fünfer, E.*, und *H. Neuert:* Zählrohre und Szintillationszähler. Karlsruhe: Braun Verlag 1959.

[22] *Hanle, W.* u. Mitarb.: Isotopentechnik. München: Thiemig Verlag 1964.

[23] *Hartmann, W.*, und *F. Bernhard:* Fotovervielfacher. Berlin: Akademie Verlag 1957.

[24] *Harrison, J. R.:* Reaktorabschirmung. Braunschweig: Vieweg Verlag 1962.

[25] *Harvey, B. G.:* Kernphysik und Kernchemie. München: Thiemig Verlag 1966.

[26] *Hehn, G.:* Das Strahlungsfeld des Reaktors. München: Thiemig Verlag 1964.
[27] *Hertz, G.:* Lehrbuch der Kernphysik, Bd. I, Bd. II, Bd. III. Hanau: Dausien Verlag 1958 (I) 1961 (II) 1963 (III).
[28] *Höhne, P.:* Kernreaktor-Praktikum. München: Thiemig Verlag 1966.
[29] *Jacobi, W.:* Strahlenschutzpraxis. Teil I: Grundlagen. München: Thiemig Verlag 1962.
[30] *Jaeger, Th.:* Technischer Strahlenschutz. München: Thiemig Verlag 1959.
[31] *Jervis, M. W.:* Instrumentierung von Kernreaktoren. Braunschweig: Vieweg Verlag 1964.
[32] *Kiefer, H.*, und *R. Maushart:* Strahlenschutzmeßtechnik. Karlsruhe: Braun Verlag 1964.
[33] *Kment, V.*, und *A. Kuhn:* Technik des Messens radioaktiver Strahlung. Leipzig: Geest und Portig Verlag 1963.
[34] *Lindackers, K. H.:* Praktische Durchführung von Abschirmungsberechnungen. München: Thiemig Verlag 1962.
[35] *Mansfield, W. K.:* Elementare Kernphysik. Braunschweig: Vieweg Verlag 1960.
[36] *Mialki, W.:* Kernverfahrenstechnik, Einführung für Ingenieure. Berlin: Springer Verlag 1958.
[37] *Minder, W.:* Dosimetrie der Strahlungen radioaktiver Stoffe. Wien: Springer Verlag 1961.
[38] *Müller, R. H.:* Umgang mit radioaktiven Stoffen. München: Hanser Verlag 1966.
[39] *Murray, R. L.:* Einführung in die Kerntechnik. Braunschweig: Vieweg Verlag 1959.
[40] *Oberhofer, M.:* Strahlenschutzpraxis Teil II, Meßtechnik. München: Thiemig Verlag 1962.
[41] *Piraux, H.:* Radio-Isotope und ihre Anwendung in der Industrie. Eindhoven: Philips Verlag 1965.
[42] *Rajewsky, B.:* Strahlendosis und Strahlenwirkung. Stuttgart: Thieme Verlag 1956.
[43] *Riezler, W.:* Einführung in die Kernphysik. München: Oldenbourg Verlag 1959.
[44] *Riezler, W.*, und *W. Walcher:* Kerntechnik. Stuttgart: Teubner Verlag 1958.
[45] *Röhrdanz, K.:* Kerntechnik. Würzburg: Vogel Verlag 1964.
[46] *Schpolski, E. W.:* Atomphysik. Berlin: VEB Wissenschaften Verlag 1962.
[47] *Syrett, J. J.:* Reaktortheorie. Braunschweig: Vieweg Verlag 1958.
[48] Strahlenschutz in Schulen (2. und 1. SSVO). Stuttgart: Kohlhammer Verlag 1964.
[49] *Wirtz, K.*, und *K. H. Beckurts:* Elementare Neutronenphysik. Göttingen: Springer Verlag 1958.

Mathematische Literatur s. S. 86!

Zeitschriften:

[50] Atomkernenergie. München: Thiemig Verlag.
[51] Atompraxis. Karlsruhe: Braun Verlag.
[52] Atomwirtschaft. Düsseldorf: Handelsblatt Verlag.
[53] Kerntechnik. München: Thiemig Verlag.

15. Namen- und Sachwortverzeichnis

DAS FACHWISSEN
DES TECHNIKERS

Charchut, Spanende Werkzeugmaschinen
Decker, Maschinenelemente
Decker/Kabus, Maschinenelemente — Aufgaben
Görgen/Tiedtke, Mechanik und Festigkeitslehre
Haage, Maschinenkunde
Hänchen, Gegossene Maschinenteile
Hain, Getriebelehre, Teil I: Getriebe-Analyse
Kurtz, Einführung in die technische Mathematik
Riegel, Mathematik in Werkstatt und Büro
Schleiffer/Scheibe, Vorrichtungsbau
Stüdemann, Chemie für Techniker
Stüdemann, Werkstoffprüfung und Fehlerkontrolle in der Metallindustrie

CARL HANSER VERLAG MÜNCHEN

CARL HANSER VERLAG MÜNCHEN